N° D'Ordre 151

N° d'Ordre C.N.R.S.
A.0.6486.

T H E S E

présentée devant

L'UNIVERSITE DE BORDEAUX I

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR-INGENIEUR

par

André VEYSSIERE
Ingénieur E.N.R.E.A.

"ESSAI D'OPTIMISATION D'UN SYSTEME POUR L'ETUDE DE LA RESONANCE GEANTE AVEC DES PHOTONS MONOCHROMATIQUES "

Soutenue le 17 Décembre 1971, devant la Commission d'Examen.

Président :	R. CHASTEL, Professeur
Examinateurs :	G. Y. PETIT, Professeur
	P. MENNRATH, Professeur
Invités :	R. JOLY, Docteur ès-Sciences C.E.N.-Saclay
	R. BERGERE, Docteur-Ingénieur, C.E.N.-Saclay.

N° D'Ordre 151

N° d'Ordre C.N.R.S.
A.0.6486.

T H E S E

présentée devant

L' UNIVERSITE DE BORDEAUX I

pour l'obtention du titre de

DOCTEUR-INGENIEUR

par

André VEYSSIERE
Ingénieur E.N.R.E.A.

"ESSAI D'OPTIMISATION D'UN SYSTEME POUR L'ETUDE DE LA RESONANCE GEANTE AVEC DES PHOTONS MONOCHROMATIQUES "

Soutenue le 17 Décembre 1971, devant la Commission d'Examen.

Président :	R. CHASTEL, Professeur
Examinateurs :	G. Y. PETIT, Professeur
	P. MENNRATH, Professeur
Invités :	R. JOLY, Docteur ès-Sciences C.E.N.-Saclay
	R. BERGERE, Docteur-Ingénieur, C.E.N.-Saclay.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Au moment de présenter ce mémoire, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Monsieur le Professeur R. CHASTEL qui a bien voulu accepter de diriger cette thèse et à Messieurs les Professeurs P. MENNRATH et Y. PETIT qui ont bien voulu faire partie de la Commission d'Examen.

Ce travail a été effectué auprès de l'accélérateur linéaire d'électrons de Saclay et a pu être mené à bien grâce aux moyens scientifiques du Département de Recherche Physique. Que Monsieur G. VENDRYES, chef de ce département, et Monsieur R. JOLY, chef du service des Mesures Neutroniques Fondamentales, trouvent ici l'expression de toute ma reconnaissance.

L'installation dont il est question dans ce travail étant le prolongement normal du système de production de photons monochromatiques étudié et installé par C. TZARA, qu'il me soit permis de le remercier ainsi que Monsieur le Professeur A. MESSIAH, chef du Département de Physique Nucléaire, pour les conseils et les encouragements qu'ils nous ont donnés tout au long de nos travaux de recherche avec cet ensemble.

Le travail en équipe étant de règle en physique nucléaire autour de grands appareils, l'étude et la réalisation de tout l'appareillage décrit ici n'aurait pu se faire sans l'appui du groupe des réactions photonucléaires dirigé par R. BERGERE. Que celui-ci trouve ici mes plus chaleureux remerciements pour tout le travail fructueux que nous avons fait ensemble ; c'est grâce à ses conseils, à ses idées et ses critiques constructives qu'ont pu être menées à bien toutes les réalisations qui ont vu le jour autour de l'installation de production de photons monochromatiques en prolongement des premiers travaux sur les noyaux lourds effectués par C. SCHUHL.

Mes remerciements encore à tous mes collègues qui m'ont aidé dans l'élaboration de ce travail, depuis l'étude des différents éléments constitutifs de l'installation jusqu'au dépouillement et à l'interprétation des résultats expérimentaux. Ainsi, je ne peux pas oublier mes nombreuses discussions avec P.J. CARLOS qui m'a aidé à comprendre un peu mieux les théories nucléaires, ni avec Messieurs H. BEIL et A. LEPRETRE qui ont joué un rôle prépondérant dans les études des détecteurs de photoneutrons. Je ne peux pas oublier non plus mes nombreux échanges de vues avec P. DAUJAT et P. GARGANE qui sont à la base des diverses réalisations électromécaniques et électroniques.

Si le fonctionnement et les performances de l'accélérateur linéaire n'avaient pas été ce qu'ils sont, l'automatisation de nos expériences aurait été un problème sans solution ; qu'il me soit donc permis de remercier Monsieur S. ROLAND et toute l'équipe de l'accélérateur linéaire pour l'énergie dont ils ont fait preuve pour améliorer constamment les performances de la machine et pour satisfaire les exigences toujours plus accrues des expérimentateurs.

Enfin, je remercie Madame GUGENBERGER et Madame BURET pour avoir assuré avec efficacité la présentation et la publication de ce mémoire.

TABLE DES MATIERES

page

INTRODUCTION 1

Chapitre I : POINT SUR LES MESURES PHOTONUCLEAIRES 3

I.A. Généralités sur les réactions photonucléaires 4

I.A.1. Interaction photon-noyau 4

I.A.2. La résonance géante 4

I.B. Principales sources de rayonnement gamma 8

I.B.1. Généralités 8

I.B.2. Rayonnement de freinage 11

I.C. Contradictions expérimentales 17

I.C.1. Sections efficaces absolues 17

I.C.2. Paramètres et règles de somme 18

I.C.3. Structures fines 22

I.C.4. Compétition $(\gamma,n)/(\gamma,2n)$ 23

Chapitre II : RAPPEL SUR L'OBTENTION DE PHOTONS MONOCHROMATIQUES PAR ANNIHILATION DE POSITONS 43

II.A. Généralités 44

II.A.1. Perte d'énergie par collision 45

II.A.2. Bremsstrahlung 46

II.A.3. Annihilation de positons 49

II.A.4. Création de paires 50

II.A.5. Spectre en énergie des photons quasi monochromatiques 51

II.B. Dispositif expérimental 53

II.B.1. Accélérateur linéaire d'électrons 55

II.B.2. Convertisseur e^-/e^+ 56

II.B.3. Optique magnétique 58

II.B.4. Obtention du faisceau de rayons gamma 61

Chapitre III : MESURE DES CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX DE PHOTONS ET DE POSITONS 79

III.A. Mesure des courants de positons (capteur de Faraday) 80

III.A.1. Problèmes posés par la mesure absolue du nombre de photons 80

III.A.2. Calcul du coeur 82

III.A.3. Phénomènes perturbateurs 83

III.A.4. Electronique 86

III.A.5. Mesures faites avec le faisceau de positons 88

III.B. Mesure des caractéristiques du faisceau de photons 93

III.B.1. Mesure du flux 93

III.B.2. Mesure de la résolution en énergie 99

Chapitre IV : SYSTEME DE DETECTION DES PHOTONEUTRONS 119

IV.A. Détecteur de photoneutrons 120

IV.A.1. Description 120

IV.A.2. Evaluation théorique de ε et de $h(t)$ 122

IV.A.3. Dispositif expérimental 124

IV.A.4. Evaluation expérimentale et comparaison de ε et de $h(t)$. 125

IV.B. Electronique associée au détecteur 127

IV.C. Les bruits de fond 130

IV.D. Optimisation du signal par rapport aux bruits 134

Chapitre V : SYSTEME DE GESTION AUTOMATIQUE DES EXPERIENCES PHOTONUCLEAIRES 155

V.A. Généralités 156

V.B. Eléments constitutifs du dispositif de gestion 160

V.C. Gestion automatique de l'expérience 164

V.D. Programmation 167

Chapitre VI : EXPLOITATION DES DONNEES EXPERIMENTALES 183

VI.A. Programme principal 184

VI.A.1. Calcul des rendements photoneutroniques 185

VI.A.2. Calcul des sections efficaces absolues 191

VI.A.3. Evaluation des erreurs 192

VI.A.4. Raffinements mathématiques 195

VI.B. Exploitation des résultats 199

VI.B.1. Description de la méthode d'ajustement 200

VI.B.2. Analyse suivant le type de noyaux 201

Chapitre VII : QUELQUES CONSEQUENCES DES AMELIORATIONS TECHNIQUES SUR LES RESULTATS EXPERIMENTAUX PHOTONUCLEAIRES ET LEUR INTERPRETATION 222

VII.A. Etudes à résolution en énergie moyenne 223

VII.A.1. Paramètres expérimentaux 223

VII.A.2. Sections efficaces partielles, raies de Lorentz 225

VII.A.3. Règle de somme 229

VII.A.4. Compétition $(\gamma,n)/\gamma,2n$ 230

VII.B. Etudes à résolution optimale (structures) 231

VII.B.1. Paramètres expérimentaux 231

VII.B.2. Structures du praséodyme 233

VII.B.3. Isotopes séparés du néodyme 235

VII.B.4. Structure du terbium 238

CONCLUSION 258

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543509_0024

INTRODUCTION

Depuis qu'en 1948, Baldwin et Kleiber, utilisant le rayonnement de freinage de particules accélérées par un bétatron de 100 MeV, mesurèrent le rendement photoneutronique du cuivre et du carbone entre 20 et 60 MeV, de nombreuses expériences eurent lieu un peu partout dans le monde, visant à la mesure de la section efficace d'absorption totale photonucléaire et à l'étude de la résonance géante de nombreux éléments.

Jusqu'en 1961, la plupart des résultats sur ce sujet provint de laboratoires utilisant la même source de photons, et se caractérisa par de sérieuses contradictions, tant sur les valeurs absolues des sections efficaces que sur les structures fines modelant la résonance géante. Ces contradictions provenaient principalement du fait que le spectre de photons incidents était continu et que l'extraction des sections efficaces à partir des données expérimentales nécessitait un traitement mathématique assez compliqué.

En 1957, C. TZARA eut l'idée d'utiliser l'annihilation en vol de positons pour produire des photons monochromatiques d'énergie continûment variable, et dans le monde, deux installations de ce type virent le jour, l'une au C.E.N. de Saclay, l'autre au Lawrence Radiation Laboratory à Livermore (Californie).

Les résultats obtenus par ces deux laboratoires furent convergents et remirent un peu d'ordre, aussi bien sur les valeurs absolues que sur la forme de la résonance géante, et permirent l'accès à la mesure des sections efficaces partielles.

Ce premier pas franchi, des controverses subsistèrent ou se firent jour sur des points plus précis (seuil, structures fines, compétition des sections efficaces partielles, etc .) et il devenait évident que, pour lever ces ambiguïtés, il était nécessaire d'améliorer, tant sur le plan des performances que sur celui des conditions d'exploitation, les systèmes de mesure et de détection placés autour de l'installation de production des photons monochromatiques, qui restait un outil tout à fait exceptionnel pour ce genre de mesures.

Nous nous proposons donc ici, après avoir fait le point sur les résultats des expériences photonucléaires, publiées quand ce travail a été entrepris, de présenter les diverses améliorations apportées au système de production de photons monochromatiques installé par C. TZARA et son équipe et de décrire le nouveau matériel de détection des photoneutrons, d'acquisition des données, de contrôle, d'automatisation et d'exploitation des résultats, matériel qui a permis de franchir un nouveau pas dans la connaissance expérimentale de la résonance géante des noyaux lourds et moyens.

Chapitre I

POINT SUR LES MESURES PHOTONUCLEAIRES

Dans ce chapitre, nous ferons le point des mesures des sections efficaces photoneutroniques des noyaux lourds et moyens au moment où commence ce travail (1966) afin de montrer quelles étaient les divergences et les convergences entre les différents résultats, ainsi que les points suspects ou inconnus.

Cet examen nous permettra de définir clairement dans quel sens devaient aller les améliorations à apporter, tant au système de détection des photoneutrons qu'à l'installation de création de photons monochromatiques mise en place par C. TZARA à l'accélérateur linéaire de 65 MeV de Saclay.

Avant d'entreprendre cette revue générale, il est nécessaire de situer le problème des mesures photonucléaires en décrivant sommairement les principales sources de photons utilisées et en rappelant les divers paramètres qui peuvent être extraits des sections efficaces totales d'absorption photoneutronique.

Pour rédiger ce chapitre, nous avons abondamment puisé dans les ouvrages de B.M. SPICER [Réf.I.1], de M.G. HUBER [Réf.I.2], de B.C. COOK [Réf.I.3], de L. KATZ [Réf.I.4], de E. HAYWARD [Réf.I.5] et de F.G. FULLER [Réf.I.6], ainsi que

dans les thèses de C. SCHUHL [Réf.I.7] et de J. MILLER [Réf.I.8].

I.A. GENERALITES SUR LES REACTIONS PHOTONUCLEAIRES

I.A.1. Interaction photon-noyau . En fonction de l'énergie des photons incidents sur un noyau, la section efficace totale d'absorption photonucléaire est caractérisée par les mécanismes suivants :

- Aux basses énergies, les photons sont diffusés sur la charge nucléaire totale du noyau : c'est la diffusion Thomson qui est un phénomène dipolaire électrique ;

- A plus haute énergie, les photons excitent des états liés du noyau qui se désexcitent par émission gamma vers les niveaux situés en dessous d'eux ;

- Au-dessus du seuil d'émission des particules (8 à 10 MeV), les niveaux excités s'élargissent de plus en plus et finissent par se recouvrir complètement, correspondant à un accroissement très sensible de la section efficace : c'est la région de la "résonance géante" ;

- Au-dessus de la résonance géante, le mécanisme prépondérant d'absorption photonucléaire est l'effet quasi-deutéron qui résulte de la forte corrélation à deux corps dans l'état fondamental du noyau.

Le principal sujet de préoccupation du groupe des réactions photonucléaires travaillant auprès de l'accélérateur linéaire de 65 MeV de Saclay - au sein duquel toutes les études, objet de ce travail, ont été faites - ayant été l'étude de la résonance géante des noyaux lourds et moyens (A > 100), nous rappellerons, dans le paragraphe suivant, quelques unes des propriétés de cette résonance avec les paramètres qu'elle permet de calculer et qui donnent accès à la forme du noyau.

I.A.2. La résonance géante . C'est un trait dominant de la section efficace d'absorption photonucléaire de tous les noyaux, qui peut être vu comme une de leurs propriétés générales. Elle résulte principalement de l'absorption électrique dipolaire du photon et sa section efficace intégrée dépasse en général de 10 à 20%

la classique règle de somme. Sa largeur varie entre 3 et 8 MeV, elle est plus étroite pour les noyaux situés près des couches fermées et plus large pour les noyaux très déformés. Sa position en énergie décroît lentement avec le nombre de masse A du noyau, se situant entre 13 et 18 MeV pour les noyaux lourds et moyens et vers 20 MeV pour les plus légers. Des structures fines peuvent apparaître dans la partie à basse énergie pour les noyaux lourds et se continuer longtemps pour les plus légers, pour lesquels il faut monter très haut en énergie pour les voir disparaître. Enfin, pour les noyaux ayant des masses supérieures à 100, la principale voie de sortie est constituée par l'émission de neutrons, la barrière coulombienne empêchant l'éjection de particules chargées, et la section efficace d'absorption peut alors se mettre sous la forme :

$$\sigma_{abs} = \sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,2n) + \ldots + \sigma(\gamma,pn).$$

Toujours pour les noyaux de A > 100, on peut dire qu'il y a un recouvrement complet de tous les niveaux et que la section efficace d'absorption (principalement dipolaire) peut être représentée par une ou plusieurs courbes de résonance classique. Dans le cas de l'absorption photonique, à cause de la masse nulle du photon, des raies de Lorentz sont préférées aux courbes de Breit et Wigner, et l'on pourra représenter la section efficace d'absorption totale par 1, 2 ou 3 raies de Lorentz suivant la forme du noyau :

- *Pour un noyau sphérique* (situé près des couches magiques), la section efficace peut être ajustée par une raie de Lorentz dont l'équation est :

$$\sigma(E) = \sigma_o \frac{E^2\Gamma^2}{(E_o^2 - E^2)^2 + E^2\Gamma^2} \qquad (I.1)$$

dans laquelle :

σ_o = maximum de la résonance (exprimé par exemple en mb) ;

E_o = énergie correspondant au maximum (MeV) ;

Γ = largeur de la résonance caractérisant le processus de désexcitation du noyau (MeV).

Rappelons que la surface d'une telle raie est donnée par

$$S = \frac{\pi}{2} \sigma_o \Gamma.$$

- *Pour un noyau déformé* la résonance est nettement dédoublée et peut être représentée par deux raies de Lorentz dans le cas d'un noyau à symétrie de révolution et par trois raies dans le cas plus rare d'un noyau asymétrique.

L'importance de l'ajustement de la section d'absorption par des raies de Lorentz (cf.§ VI.B) n'est pas de prouver qu'un tel ajustement peut se faire (une Breit et Wigner donnerait les mêmes résultats eu égard aux barres d'erreur), mais de permettre l'accès à la forme du noyau et à la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque par l'intermédiaire des paramètres qu'il impose.

Si l'on considère, en accord avec DANOS [Réf.I.9] et OKAMOTO [Réf.I.10], que l'absorption des photons se traduit par des vibrations de charges le long des axes de l'ellipsoïde représentant le noyau, les positions en énergie E_a et E_b des raies de Lorentz seront reliées à la longueur des axes a et b par la formule :

$$\frac{E_a}{E_b} = 0{,}911 \frac{b}{a} + 0{,}089 \qquad (I.2)$$

où (cf. figure I.1) :

b = longueur du demi-axe de l'ellipsoïde pris le long de l'axe de résolution,

a = longueur du demi-axe perpendiculaire à l'axe de révolution,

E_b = position en énergie de la raie d'absorption correspondant à une vibration le long de l'axe "b",

E_a = position en énergie correspondant à une vibration le long de "a".

- *Le moment quadrupolaire intrinsèque* se calcule à partir du rapport "d" des axes "a" et "b" (tel que d > 1) par la formule :

$$Q_o = \frac{2}{5} R_o^2 A^{2/3} \frac{d^2 - 1}{d^{2/3}} Z \qquad (I.3)$$

avec R_o = 1,25 fermi.

La formule I.3 permet de calculer le moment quadrupolaire en valeur absolue car, *a priori*, on ne sait lequel, de "a" ou de "b", est le plus grand. Pour lever cette ambiguité, il faut examiner la surface des raies de Lorentz. En effet, l'énergie E_b de vibration le long des axes "a" étant deux fois dégénérée (puisque l'ellipsoïde est de révolution), la surface S_a de la raie de Lorentz correspondant à cette énergie est le double de S_b puisqu'elle emporte les 2/3 de l'intensité des oscillations ; donc, selon que E_a est plus grande que E_b, ou réciproquement, on aura affaire à un noyau "allongé"* ou "aplati"* (Fig.I.1) ayant un moment quadrupolaire Q_o positif ou négatif.

Evidemment, lorsque le noyau est asymétrique, on a, puisque la dégénérescence est levée sur l'axe "a" :

$$S_a = S_b = S_c.$$

On peut aussi caractériser la forme du noyau par le <u>paramètre de déformation</u> β tel que la rayon du noyau soit donné par la formule :

$$R(\theta) = R_o(1 + \beta Y_{20})$$

La longueur des axes s'expriment alors en fonction de ce paramètre par :

$$a = R_o(1 - 0{,}32\beta) \qquad \text{pour } R(90°)$$

$$b = R_o(1 + 0{,}63\beta) \qquad \text{pour } R(0°)$$

* Les termes "allongé" et "aplati" relatifs à la forme du noyau sont la traduction des mots anglais "prolate" et "oblate".

d'où

$$\beta \neq 1{,}06\ (2\ \frac{b-a}{b+a}). \qquad (I.4)$$

Enfin, un dernier paramètre très important est ce que l'on appelle *la règle de somme*, c'est-à-dire l'intégrale de la section efficace d'absorption $\int_0^\infty \sigma(E)dE$. L'importance de cette somme est qu'elle ne dépend pas du modèle choisi pour décrire les phénomènes physiques et est valable, aussi bien en mécanique quantique qu'en mécanique classique. Les deux seules conditions de validité sont, d'une part, que les modes normaux d'oscillation doivent décroître, même très lentement, en fonction du temps, et, d'autre part, que la particule soumise au champ électromagnétique doit osciller comme si elle était libre.

Pour un noyau A avec Z protons et N neutrons, la règle de somme s'écrit :

$$\int_0^\infty \sigma_{abs}(E)\ dE = \frac{2\pi e^2 \hbar}{MC}\ \frac{NZ}{A} = 0{,}06\ N\ \frac{Z}{A}\ .$$

Cependant, à cause du terme d'échange des forces nucléaires, il est nécessaire de considérer, non pas la masse M du nucléon, mais une masse effective M^* telle que :

$$M^* = M(1+\alpha)^{-1}\ . \qquad (I.5)$$

La règle de somme s'écrit alors :

$$\int_0^\infty \sigma(E)\ dE = 0{,}06\ N\ \frac{Z}{A}\ (1+\alpha). \qquad (I.6)$$

I.B. PRINCIPALES SOURCES DE RAYONNEMENT GAMMA

I.B.1. Généralités . Historiquement, les premières mises en évidence de photo-

désintégration eurent lieu à l'aide des rayonnements gamma provenant de la radioactivité naturelle de quelques éléments, dont la plus connue - parce que donnant un photon de relativement grande énergie - est celle du thorium C" (2,62 MeV) [Réf.I.11-12]. Ceci permit quelques études sur les réactions (γ,n) dans le béryllium et le deutérium (seuils respectifs à 1,67 et à 2,22 MeV).

Avec l'avènement des Van de Graaff, les physiciens disposèrent, par capture protonique, de sources de photons dont l'énergie pouvait atteindre 20 MeV (cf. tableau I.1), leur donnant la possibilité d'étudier plusieurs points de la résonance géante des noyaux lourds et moyens. Malheureusement, ces sources sont de faible intensité, bruyantes, donnant en général des mélanges de raies et ayant une énergie fixe ou très peu variable. Néanmoins, elles sont encore utilisées car elles sont facilement mises en oeuvre et permettent d'utiles recoupements en valeur absolue avec les autres méthodes de mesures [Réf.I.13].

Tableau I.1

Elément	Capture protonique		Capture neutronique	
	E_γ (MeV)	E_p (keV)	Eléments	E_γ (MeV)
F	6,14 ; 6,92 ; 7,12	870	Al	7,724
B	4,43 ; 11,7 ; 16,1	300	Ti	6,418 ; 6,759
Li	17,6 ; 14,8	440	Mn	7,058 ; 7,243
T	20,3	900	Ni	8,53 ; 8,999
			Cu	7,637 ; 7,914
			Pb	7,368

Une autre source de photons est de plus en plus utilisée autour des réacteurs atomiques : c'est la capture radiative de neutrons thermiques dont l'énergie maximale se situe autour de 9 MeV (cf. tableau I.1). Pour pallier

la fixité en énergie des raies, KNOWLES [Réf.I.14] a eu l'idée d'utiliser un diffuseur Compton permettant de faire varier l'énergie des photons incidents en fonction de leur angle de diffusion. Malheureusement, le faible rendement des deux phénomènes physiques nécessite un réacteur à haut flux pour donner une intensité de photons diffusés acceptable.

Nous voyons, après ce bref tour d'horizon, que toutes ces méthodes manquent de souplesse (faible intensité, fixité de l'énergie, énergie maximale faible) et, si quelques résultats intéressants sont obtenus grâce à elles, on peut dire que l'investigation systématique des sections efficaces photonucléaires commença le jour où des physiciens [Réf.I.15] utilisèrent comme source de photons le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) de particules chargées accélérées dans un bétatron. Une telle source a des avantages immédiats évidents, car elle permet d'obtenir un flux considérable de photons d'énergie variable pouvant atteindre de grandes énergies (100 MeV dans notre exemple). Malheureusement, le spectre émis est continu depuis zéro jusqu'à l'énergie des particules qui lui ont donné naissance, ce qui nécessite un traitement mathématique assez complexe pour parvenir aux résultats définitifs. Néanmoins, vu le rôle extrêmement important qu'a joué jusqu'ici cette source de photons dans l'obtention des sections efficaces d'absorption photonucléaire, il est intéressant de développer un peu ce sujet pour être à même de juger et de comparer les différents résultats obtenus de cette façon.

Avant d'aborder ce sujet - qui fera l'objet du paragraphe I.B.2 - il faut citer quelques méthodes dérivées de la précédente, c'est-à-dire utilisant le spectre du rayonnement de freinage, qui, par un moyen quelconque, repèrent l'énergie d'un photon donné. Cette identification peut se faire de deux façons :

- Par mesure du spectre incident, en utilisant un spectromètre à paires [Réf.I.16] ou un spectromètre Compton [Réf.I.17]. Comme le repérage en énergie des photons les supprime, il est nécessaire de faire les expériences en deux temps, une première fois pour identifier le spectre incident, une deuxième fois

avec la cible à étudier pour mesurer le spectre transmis. De cette manière, on mesure très facilement l'absorption totale photonique [Réf.I.18] de laquelle il faut néanmoins soustraire l'atténuation électronique, pour avoir accès à la section efficace nucléaire.

- Par la coïncidence entre un électron d'énergie mesurée E_o, résultant d'une interaction radiative au cours de laquelle un photon d'énergie E_γ a été émis par Bremsstrahlung par un électron incident d'énergie connue E_i et l'évènement nucléaire produit par ce rayon gamma. Ainsi, l'énergie E_γ de ce photon auteur de la réaction est connue, et égale à :

$$E_\gamma = E_i - E_o \ .$$

Ce principe constitue la base du monochromateur de freinage mis au point par WEIL et al [Réf.I.19] et perfectionné depuis par O'CONNEL et al [Réf.I.20].

Citons encore la diffusion résonnante sur le niveau à 15,11 MeV du carbone donnant une raie très étroite de 64 eV et l'effet Überall qui, par diffusion du spectre continu de Bremsstrahlung sur un monocristal, donne un spectre de raies résultant d'interférence cohérente sur les mailles du cristal.

Enfin, n'oublions pas les photons monochromatiques obtenus par annihilation en vol de positons dont il est question dans ce travail, et dont la principale caractéristique est de donner des faisceaux d'énergie continûment variable. Il existe dans le monde plusieurs sources de photons réalisés de cette manière, mais deux laboratoires seulement (Lawrence Radiation Laboratory et C.E.N. de Saclay) effectuent des mesures systématiques.

I.B.2. *Rayonnement de freinage* . Nous ne voulons pas décrire en détail la méthode de mesure des sections efficaces avec les photons provenant du rayonnement de freinage, mais seulement insister sur le point très délicat de l'extraction mathématique des sections efficaces à partir des résultats bruts.

En effet, le résultat de l'irradiation d'une cible par un spectre continu de photons de Bremsstrahlung - créé par des particules chargées d'énergie cinétique E_o - sera un nombre de coups proportionnel non pas à la section efficace d'une certaine réaction mais plutôt à une intégrale de la forme :

$$Y(E_o) = K \int_{E_{th}}^{E_o} \sigma(E).\ P(E,E_o)\ dE\ , \qquad (I.7)$$

où $Y(E_o)$ est le résultat de la mesure quand l'énergie cinétique des particules freinées est égale à E_o ; $\sigma(E)$ est la section efficace de la réaction considérée ; $P(E,E_o)$ est le spectre de photons de Bremsstrahlung s'étendant depuis $E = 0$ jusqu'à $E = E_o$; K est un facteur de proportionnalité qui tient compte, entre autres choses, de l'efficacité du détecteur de particules émises et du flux de photons incidents ; il dépend évidemment de E mais on le suppose constant pour le faire sortir de l'intégrale ; E_{th} est le seuil de la réaction considérée.

Telle qu'elle est, l'intégrale (I.7) a une infinité de solutions, et, pour lever cette indétermination, il est indispensable de faire plusieurs points de mesures $Y(E_1)$, $Y(E_2)$, etc. . Malheureusement, cela ne suffit pas pour résoudre mathématiquement cette intégrale, car les différents spectres $P(E,E_1)$, $P(E,E_2)$, etc. n'étant pas égaux, l'équation (I.7) n'est pas une véritable fonction de convolution.

Finalement, en réglant successivement l'accélérateur de particules aux énergies E_1, E_2, ..., E_j, on obtient une série de rendements photoniques de la réaction considérée $Y(E_1)$, $Y(E_2)$, ..., $Y(E_j)$, et l'on a accès à la section efficace de ce rendement en résolvant les j équations (I.7) mises sous la forme de sommes discrètes :

$$Y(E_j) = \sum_{i=1}^{j} \overline{\sigma}\ (E_i).\ \overline{P}\ (E_i,E_j) \qquad (I.8)$$

où $\sigma(E)$ et $P(E,E_j)$ ont été remplacés par des histogrammes dont le pas est égal à l'intervalle d'énergie séparant deux points de mesure.

Dans l'expression (I.8), les différents symboles ont les significations suivantes :

E_j = énergies successives des particules incidentes ;

$Y(E_j)$ = rendement mesuré pour E_j ;

$\overline{P}(E_i,E_j)$ = nombre moyen de photons contenus dans un intervalle d'énergie compris entre E_{i-1} et E_i lorsque l'énergie de réglage est E_j ;

$\overline{\sigma}(E_i)$ = section efficace moyenne du processus dans l'intervalle E_{i-1}, E_i.

Pour résoudre le système (I.8), il existe deux méthodes : l'une dite "des différences" [Réf.I.4], la plus anciennement utilisée et maintenant pratiquement abandonnée au profit de celle dite "par déconvolution". Voyons en quoi consiste cette dernière.

L'équation (I.8) est récrite sous forme matricielle :

$$||Y|| = ||P||.||\sigma||$$

où :

$||Y||$ représente la matrice-colonne des j activités,

$||\sigma||$ représente la matrice-colonne des i points de la section efficace,

$||P||$ représente la matrice carrée du spectre de Bremsstrahlung pour les i énergies de chaque réglage j (avec i=j et $P(E_i,E_j)=0$ si i>j),

et la section efficace du rendement photonique est alors solution de l'équation :

$$||\sigma|| = ||P||^{-1}. ||Y|| . \qquad (I.9)$$

La matrice $||P||$ a été tabulée par PENFOLD et LEISS [Réf.I.21] pour de nombreuses énergies d'électrons (jusqu'à 1 GeV) et pour différents pas en énergie. Elle est maintenant universellement utilisée par tous les laboratoires

mesurant les sections efficaces de rendement photonucléaire avec des photons provenant du rayonnement de freinage. Sur la figure I.1bis, tirée de la référence I.51, nous avons reproduit la courbe intégrale de rendement photoneutronique résultant de l'activation d'une cible de ^{32}S et la section efficace correspondante obtenue après déconvolution.

Cette méthode appelle plusieurs remarques.

Remarque 1 : La valeur finale de σ dépend de manière critique du nombre de photons $P(E_i,E_j)$ par intervalle d'énergie et particulièrement de celui proche de E_j. Comme le spectre incident ne peut pas être mesuré, il est nécessaire de l'évaluer théoriquement ; cela implique - les phénomènes entrant en jeu étant assez compliqués - beaucoup de suppositions et d'approximations qui nuisent à la précision du résultat, et qui conduisent, comme nous le verrons dans le paragraphe I.C.1, à des résultats variant du simple au double.

Remarque 2 : Si l'on s'intéresse aux structures fines, les rendements doivent être mesurés avec une très grande précision, car l'analyse mathématique devant se faire avec un pas très fin, les sections efficaces obtenues risquent d'osciller dangeureusement. Ceci se comprend parfaitement quand on sait que l'information qui nous intéresse dans ce cas est contenue dans la courbe de rendement, non pas au premier ordre (différence d'amplitude), mais au second (variation des pentes), ce qui implique que la précision doit être excellente au niveau des pentes représentant une contingence très dure.

Pour éviter ces oscillations, quelques améliorations ont été apportées à la méthode de Penfold et Leiss, sous forme de contraintes (la plus connue est celle de "moindre structure" de B.C. COOK [Réf. I.3]), mais ceci ne fait qu'alourdir le processus mathématique sans rendre beaucoup plus crédibles les résultats finals.

Pour illustrer cette remarque, nous reproduisons sur la figure I.2 les résultats des mesures faites sur ^{208}Pb par B.I. GORIACHEV et al [Réf.I.22]. Nous voyons qu'à partir des mêmes courbes de rendement brutes, on peut obtenir

des résultats finals complètement différents suivant le pas choisi pour résoudre l'équation matricielle (I.9). Avec un pas d'analyse ΔE = 1 MeV, la courbe est pratiquement lisse, tandis qu'au fur et à mesure que ce pas se réduit, l'amplitude des structures augmente et cela d'autant plus qu'on se trouve à plus haute énergie.

Un tel comportement est tout à fait en accord avec ce que nous disions au début de cette remarque ; en effet, le rendement étant mesuré par pas de 125 keV, il y a corrélation entre 8 points quand on fait une analyse avec ΔE = 1 MeV (ce qui minimise l'influence des erreurs), alors qu'avec un pas ΔE = 200 keV, un seul point expérimental est impliqué dans l'analyse et l'erreur sur ce point se retrouve entière et amplifiée dans le résultat final. En outre, on sait qu'au fur et à mesure que l'énergie augmente, les erreurs sur les points expérimentaux augmentent et se traduisent sur la courbe de section efficace par le même effet, d'autant plus qu'alors la matrice à inverser a des dimensions de plus en plus grandes.

En conclusion de cette remarque, on ne peut pas dire que ces structures soient uniquement dues au processus de déconvolution, mais ce que l'on peut affirmer, c'est que si de telles structures existent, elles risquent d'être considérablement amplifiées et déformées par l'analyse.

Remarque 3 : Que ce soit à l'aide de la méthode des différences ou de la méthode par déconvolution, la résolution du système (I.8) donne non pas la section efficace du processus considéré, mais la section efficace du rendement photoneutronique, c'est-à-dire, pour le cas qui nous intéresse :

$$\sigma = \sigma(\gamma,n) + 2\sigma(\gamma,2n) + 3\sigma(\gamma,3n) \ldots + \sigma(\gamma,np). \qquad (I.10)$$

Il n'est donc pas possible d'avoir accès expérimentalement aux sections efficaces partielles et, même pour pouvoir évaluer la section efficace totale, il faut déterminer au moins la contribution de $\sigma(\gamma,2n)$ à partir de modèles théoriques.

Si l'on utilise la théorie statistique des réactions nucléaires, on sait [Réf.I.23] que la multiplicité neutronique M, qui relie la section efficace totale à la section efficace du rendement photoneutronique, peut se mettre sous la forme :

$$M = \frac{\sigma(\gamma,n) + 2\sigma(\gamma,2n)}{\sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,2n)} = \left[1 - \left(1 + \frac{k}{\textcircled{\Theta}} \right) \exp\left(- \frac{k}{\textcircled{\Theta}} \right) \right] + 1 \qquad (I.11)$$

où $\textcircled{\Theta}$ est la température nucléaire et k est l'énergie en excès au-dessus du seuil $(\gamma,2n)$.

Malheureusement, de nombreuses expériences ont mis en évidence que tous les neutrons n'étaient pas émis à la suite d'un processus "d'ébullition" du noyau, mais que certains étaient éjectés par un effet de type "direct" leur communiquant une énergie telle que l'émission d'une deuxième particule soit impossible. En tenant compte de cette possibilité, l'équation (I.11) se ré-écrit sous la forme :

$$M = 1 + (1-x_d) \left\{ 1 - \left(1 + \frac{k}{\textcircled{\Theta}} \right) \exp\left(- \frac{k}{\textcircled{\Theta}} \right) \right\} \qquad (I.12)$$

où x_d représente le pourcentage de la section efficace de l'effet direct par rapport à la section efficace totale.

A partir de la formule (I.12), on pourra évaluer la section efficace $\sigma(\gamma,2n)$, à condition toutefois de connaître les trois paramètres x_d, k et $\textcircled{\Theta}$ Malheureusement, ces paramètres ne sont pas directement mesurables et ils doivent être estimés ou calculés à partir de modèles théoriques. Ainsi, le seuil $(\gamma,2n)$ (d'où k) est calculé à partir des formules de masse, $\textcircled{\Theta}$ est calculé dans la référence I.23 à partir d'un comportement statistique du noyau ; quant à x_d, il est estimé par comparaison avec d'autres expériences. Tout ceci contribue à accentuer les incertitudes qui règnent déjà, tant sur la valeur absolue que sur la forme de la résonance géante ; E.G. FULLER [Réf.I.6] a

montré la répercussion qu'avaient, sur la section efficace totale de l'holmium, les variations du seuil (γ,2n) et de x_d. Nous avons reporté, sur la figure I.3, les résultats de leurs calculs qui montrent une différence de 25 % sur la valeur absolue des sections efficaces obtenues :

- l'une avec le couple :

  x_d = 30 % seuil (γ,2n) = 13,8 MeV (courbe B),

- l'autre avec :

  x_d = 50 % seuil (γ,2n) = 14,8 MeV (courbe A).

I.C. CONTRADICTIONS EXPERIMENTALES

Nous avons tiré de la littérature scientifique les exemples les plus frappants de contradictions expérimentales en nous attachant surtout à mettre en lumière les principaux points de désaccord plutôt qu'à faire une revue exhaustive de toutes ces contradictions.

I.C.1. Sections efficaces absolues . C'est évidemment le type de contradiction le plus frappant car il suffit de tracer sur une même figure les résultats des différents laboratoires. Nous avons tout d'abord pris l'exemple du plomb parce que, d'une part, son importance théorique (double couche fermée) l'a fait étudier par de nombreux laboratoires, et que, d'autre part, l'amplitude relativement faible et le seuil élevé de sa section efficace (γ,2n) ne perturbent pas trop la section efficace photoneutronique finale. La figure I.4 montre les résultats obtenus sur le plomb naturel par les laboratoires de l'Université du Saskatchewan (R. MONTALBETTI et al [Réf.I.24]), de Tanashi (TOMIMASU [Réf.I.25]), de U.S. Naval Research Laboratory (E. TOMS et al [Réf.I.26]) et du C.E.N. de Saclay (J. MILLER et al [Réf.I.27]), ce dernier laboratoire étant le seul à utiliser des photons créés par annihilation en vol de positons.

Les énergies E_m des positions des maximums des sections efficaces sont à peine cohérentes quant aux valeurs absolues ; elles évoluent de 550 mb à 820 mb pour l'amplitude et de 2 MeV à 5 MeV pour la largeur à mi-hauteur.

Pour ^{208}Pb (Fig.I.5), ceci est encore plus net puisque l'on passe de 495 mb pour le Laboratoire de Livermore (R.R. HARVEY et al [Réf.I.28]) à plus de 900 mb pour le N.B.S. (E.G. FULLER et al [Réf.I.29]). Il faut noter, à propos de ce dernier laboratoire, qu'une erreur systématique de 15 % s'était glissée dans tous les résultats jusqu'en 1967 [Réf.I.30], ceci ramène la section à 765 mb, c'est-à-dire à une valeur beaucoup plus réaliste !

Néanmoins, le Laboratoire de l'Université de Moscou, déjà cité dans la remarque précédente (B.I. GORIACHEV et al [Réf.I.22]) donne 800 mb pour sa courbe sans structure reproduite sur la figure I.5 et presque 900 mb pour celle résultant de l'analyse avec un pas de 200 keV (Fig.I.2).

La situation est à peu près la même en ce qui concerne les noyaux très déformés, bien que les résultats soient moins nombreux et plus récents. La figure I.6 montre le cas de l'holmium dont la section efficace a été mesurée par trois laboratoires : le N.B.S. (E.G. FULLER et al [Réf.I.6]), Livermore (R.L. BRAMBLETT et al [Réf.I.31]) et Saclay (P. AXEL et al [Réf.I.32]) ; nous remarquons que les résultats obtenus par ces deux derniers laboratoires utilisant des photons monochromatiques, tombent dans une fourchette de 7 %. La figure I.7, quant à elle, montre les résultats obtenus sur un autre noyau très déformé, le terbium. Cette fois-ci, nous avons tracé uniquement la somme des deux raies de Lorentz données par les auteurs et qui, selon eux, ajustent au mieux leurs points expérimentaux. On constate que le rapport des maximums des deux pics varie peu d'un laboratoire à l'autre, mais que, par contre, la section efficace maximale passe de 240 mb pour le laboratoire de Livermore (R.L. BRAMBLETT et al [Réf.I.33]) à 515 mb pour le laboratoire de l'Université de Melbourne (H.H. THIES [Réf.I.34]), les résultats de E.G. FULLER et al [Réf.I.35] et de O.V. BOGDANKEVICH [Réf.I.36] étant cohérents et proches de ceux de R.L. Bramblett.

I.C.2. Paramètres et règles de somme . Nous avons vu, dans le paragraphe I.A.2. que l'on pouvait calculer, à partir des sections efficaces totales d'absorption certains paramètres du noyau susceptibles de représenter des éléments de compa-

raison très valables entre les différents résultats expérimentaux. Ces paramètres sont : i) le moment quadrupolaire Q_o, ii) la règle de somme $\int \sigma(E)\, dE$, iii) les 3, 6 ou 9 paramètres (E_i, Γ_i, σ_i avec $1 \leq i \leq 3$) des 1, 2 ou 3 raies de Lorentz qui ajustent au mieux les sections efficaces des noyaux sphériques ou déformés. A l'aide de ces paramètres, nous avons comparé, dans les tableaux I.2,3,4, les résultats obtenus sur deux noyaux proches des couches magiques (or et bismuth) et sur un noyau très déformé (terbium).

Le tableau I.2 résume les paramètres liés au noyau de ^{209}Bi. Comme pour le plomb, les sections efficaces absolues varient de 455 à 900 mb ($\overline{\sigma}$ = 665±115 mb) et les largeurs de 3,5 à 6 MeV ($\overline{\Gamma}$ = 4,9±0,9 MeV) ; quant aux règles de somme (plus difficilement comparables à cause des limites d'intégration différentes), elles se situent entre 2,89 et 4,08 Mev.barns, ce qui, comparé à la valeur théorique de 3 MeV.barn, peut faire conclure, soit à l'absence, soit à la présence (36 %) de forces d'échange.

Le tableau I.3 donne les paramètres obtenus pour l'or ; on voit que les sections efficaces sont un peu plus cohérentes (560 mb ± 60) et que les valeurs des règles de somme montrent toutes un certain pourcentage de forces d'échange (6 à 46 %) avec, tout de même, une certaine convergence vers 17 %.

Enfin, dans le dernier tableau (I.4) nous donnons les résultats connus du terbium pour lequel nous pouvons définir les 6 paramètres des raies de Lorentz et le moment quadrupolaire calculé par la formule I.3. Nous ne reviendrons pas sur les valeurs des sections efficaces qui ont déjà fait l'objet du paragraphe précédent et de la figure I.7, mais nous remarquerons que le paramètre de loin le mieux mesuré est le moment quadrupolaire (7,45 ± 0,3 barns) ; ceci est dû au fait que, chez tous les auteurs, les maximums des raies sont situés avec beaucoup de précision (12,4 ± 0,12 MeV et 16,07 ± 0,3 MeV), ce qui tendrait à prouver que ces positions ne sont pas sensibles à la méthode de mesure employée.

Pour terminer ce paragraphe, nous reporterons, sur la figure I.8 les valeurs des règles de sommes en fonction du numéro atomique des éléments obtenus

par deux laboratoires : celui du N.B.S. (E. HAYWARD [Réf.I.5]) utilisant des photons de Bremsstrahlung et celui de Livermore (S.C. FULTZ [Réf.I.43]) employant des photons monochromatiques. Nous voyons que les premiers résultats sont systématiquement de 45 % supérieurs à la règle de somme, tandis que les seconds la suivent de très près et sont même quelquefois inférieurs. Ces résultats sont très importants, d'une part sur le plan expérimental, car ils laissent supposer une erreur systématique entachant toutes les mesures d'un laboratoire, et d'autre part sur le plan théorique, car ils indiquent la présence ou non de forces d'échange.

Tableau I.2

Bismuth-209					
Auteurs	Réf.	E_m (MeV)	σ_m (mb)	Γ (MeV)	$\int \sigma \, dE$ (MeV.barn)
MONTALBETTI et al	I.24	14,2	830	5,2	3,7 (20)
NATHANS et al	I.37	13,2	630	4,1	4,08 (25)
GRAVILOV et al	I.38	13,8	537	5,9	3,96 (27)
KATZ et al	I.39	13,2	455	5,9	2,89 (22)
MILLER et al	I.40	14,0 ±0,5	640	5	3,73 (22)
FULLER et al	I.29	13,8	900	3,5	3,93 (18,5)
Moyenne des mesures		13,7 ±0,4	665 ±155	4,9 ±0,9	3,7 ±0,4

Tableau I.3

Or						
Auteurs	Réf.	E_m (MeV)	σ_m (mb)	Γ (MeV)	$\int E\,dE$	
MONTALBETTI et al	I.24	14,2	630	6,3	4,14	(22)
NATHANS et al	I.37	13,9	656	6,7	3,19	(25)
GRAVILOV et al	I.38	14,2	571	6	3,49	(27)
KATZ et al	I.39	13,8	475	4,7	3,04	(22)
FULLER et al	I.35	13,5	590	4,7	3,87	(24)
NASCIMENTO et al	I.41	14,5	540	---	3,45	
MILLER et al	I.40	14,2 ±0,5	480	4,8	3 ±0,05	(22)
FULTZ et al	I.42	13,90	535	4,2	3,15 ±0,31	(24)
Moyenne des mesures		14,05 ±0,3	560 ±60	5,3 ±0,9	3,4 ±0,4	

Tableau I.4

Terbium								
Auteurs	Réf.	E_1 (MeV)	Γ_1 (MeV)	σ_1 (mb)	E_2 (MeV)	Γ_2 (MeV)	σ_2 (mb)	Q_o (barn)
BRAMBLETT et al	I.33	12,2 ±0,2	2,67 ±0,2	188 ±19	15,6 ±0,2	4,3 ±0,4	233 ±23	7 ±1
FULLER et al	I.35	12,5	2,4	260	16,3	4	310	7,7
THIES	I.34	12,4 ±0,2	3,3	410	16,0 ±0,2	4,5	460	7,3
BOGDANKEVICH	I.36	12,5	3,4	267	16,4	3,4	317	7,8
Moyenne des mesures		12,4 ±0,12	3 ±0,4	281 ±80	16,07 ±0,3	4 ±0,4	330 ±80	7,45 ±0,3

I.C.3. Structures fines . Délaissant les résultats mentionnés dans la remarque 2 du paragraphe I.B.2. concernant les oscillations parasites de ^{208}Pb et qui semblent liées à la méthode d'analyse, nous voudrions reporter trois cas qui nous semblent assez caractéristiques car ils conduisent à des conclusions théoriques assez différentes.

I.C.3.a) Terbium (A=159, Z=65) . La figure I.9 reproduit les sections efficaces totales mesurées, l'une par R.L. BRAMBLETT et al [Réf.I.33], courbe "a", l'autre par O.V. BOGDANKEVICH [Réf.I.36], courbe "b". A part la différence des valeurs absolues des sections efficaces qui a déjà été mentionnée, il existe une nette contradiction dans la forme de la résonance géante. Cette contradiction se traduit par une possibilité d'ajustement par deux raies de Lorentz dans le cas "a" et par trois raies dans le cas "b". Sans préjuger de la légitimité d'un tel ajustement (cf. chapitre VI § VI.B.2), les auteurs, tout naturellement, attribuent des formes différentes au noyau de terbium ; ainsi, pour R.L. Bramblett, le noyau est de révolution tandis que pour O.V. Bogdankevich, il est triaxial !

I.C.3.b) Néodymes (Z=60, A=148-150) . La figure I.10 montre les résultats des mesures du Laboratoire de l'Université de Saratov (O.V. VASSILIJEV [Réf.I.44]), concernant les sections efficaces des néodymes-150 et 148. Tout d'abord, on voit nettement, sur ^{150}Nd, une brusque remontée de la section efficace correspondant exactement au seuil $(\gamma,2n)$, ce qui peut laisser supposer une mauvaise correction de la multiplicité ; ensuite, la structure "a" trouvée sur ^{148}Nd, et qui correspond en "b" à un épaulement de la section efficace de ^{150}Nd, est interprétée par les auteurs comme un présage, dans ^{148}Nd, de l'oscillation dipolaire le long du grand axe du noyau qui conduira au dédoublement de la résonance géante de ^{150}Nd. Malheureusement, cette structure n'est retrouvée nulle part ailleurs et, qui mieux est, l'oscillation dipolaire de ^{150}Nd le long de son grand axe est située à 12,3 MeV, c'est-à-dire bien au-dessus de ce qui est indiqué par les auteurs de cet article. Or, ceci est très important car cette image, latente dans ^{148}Nd, révélée dans ^{150}Nd, est considérée comme une confirmation de la théorie de la

transition de phase selon laquelle [Réf.I.45-46] il existerait, dans le noyau à N=88, un état fortement déformé et au autre faiblement déformé coexistant près de l'état fondamental.

I.C.3.c) Praséodyme (A=141, Z=59) . Les résultats sur ce noyau ont alimenté pendant longtemps les controverses entre les physiciens photonucléaires, car si le laboratoire de la Gulf Général Atomic (R.E. SUND et al [Réf.I.49]), utilisant des photons monochromatiques, ne trouvait aucune modulation de la résonance géante, les laboratoires employant des photons de Bremsstrahlung (P.H. CANNINGTON et al [Réf.I.47] ; B.C. COOK et al [Réf.I.48]) observaient des oscillations qui, d'ailleurs, se révélaient avoir des amplitudes et des positions en énergie différentes (Fig.I.11).

Ces structures étaient considérées par Cannington comme une confirmation du modèle collectif dynamique [Réf.I.50] ; ce modèle prévoit le couplage, entre les oscillations dipolaires des charges et les vibrations de surface du noyau ayant pour effet de distribuer l'intensité de l'oscillation principale (dipolaire) en un grand nombre de satellites dont les positions peuvent être calculées à partir des paramètres à basse énergie du noyau.

Malheureusement, les paramètres à basse énergie de ^{141}Pr n'étant pas connus, l'auteur doit, pour appuyer sa thèse, choisir les paramètres d'un noyau voisin (Nd), mais, alors que l'on pourrait s'attendre à ce qu'il prenne ceux du noyau le plus proche (^{142}Nd), il doit utiliser ceux d'un noyau relativement éloigné (^{146}Nd) !

I.C.4. Compétition (γ,n), (γ,2n) . Les méthodes de mesures utilisant des photons monochromatiques permettant de mesurer séparément les sections efficaces d'ordre 1, 2 ou 3, des divergences commencent à apparaître à ce niveau. Ces divergences sont d'importance, car, selon les résultats, on arrive à des conclusions très différentes quant au comportement du noyau après absorption d'un photon. Comme exemple, nous prenons l'holmium dont les sections efficaces partielles ont été mesurées par les laboratoires de Livermore (R.L. BRAMBLETT [Réf.I.31]) et de

Saclay (P. AXEL [Réf.I.32]). La figure I.12 montre clairement que :

. la section efficace $\sigma(\gamma,n)$ donnée par Bramblett retourne rapidement au zéro, quelques MeV au-dessus du seuil $(\gamma,2n)$. Cela veut dire que l'énergie du photon absorbé se répartit entre tous les nucléons du noyau "composé" jusqu'à ce qu'un neutron se retrouve avec suffisamment d'énergie pour se libérer hors de la barrière de potentiel.

. par contre, la section efficace $\sigma(\gamma,n)$ mesurée par Axel ne retourne pas à zéro, mais traîne très longtemps après le seuil $(\gamma,2n)$; cela signifie qu'en plus de "l'ébullition" du noyau certains neutrons sont émis directement sous l'impulsion du photon incident. Cette contribution "directe" a d'ailleurs déjà été mise en évidence sur d'autres noyaux par des méthodes de mesures différentes [Réf.I.52,53,54,55].

. la valeur du rapport $\sigma(\gamma,n)$ max/$\sigma(\gamma,2n)$ max est de 3,2 pour Axel et de 1,7 pour Bramblett, ce qui pourrait laisser supposer que l'on retrouve, dans la section efficace $\sigma(\gamma,2n)$, le pourcentage de neutrons directs non pris en compte par $\sigma(\gamma,n)$ ou que les corrections d'empilements ont été mal faites (cf. remarque 1 du § VI.A.1), une erreur sur l'efficacité des détecteurs ne pouvant expliquer cette divergence (cf. [Réf.I.32]).

CONCLUSION

Les exemples de contradictions montrent que les plus grandes divergences sur les résultats expérimentaux proviennent des laboratoires utilisant, comme source de photons, le rayonnement de freinage de particules chargées, alors que les résultats obtenus avec des photons monochromatiques, créés par annihilation en vol de positons, sont relativement convergents, les contradictions sérieuses n'apparaissant qu'au niveau de points secondaires.

Cette uniformité des résultats obtenus par la seconde méthode est due à plusieurs raisons :

- tous les paramètres intervenant dans les calculs des sections efficaces absolues sont mesurés expérimentalement, au lieu d'être évalués à partir de

considérations théoriques plus ou moins justifiées, comme c'est le cas pour la première méthode ;

- les sections efficaces partielles sont directement mesurables au lieu d'être, comme pour ces paramètres, évaluées théoriquement ;

- enfin, le traitement mathématique pour passer des résultats bruts aux résultats finals est très simple et ne risque pas d'apporter de "parasites".

Néanmoins, pour lever les dernières contradictions il est nécessaire :

- d'améliorer les dispositifs de calibration du flux de photons monochromatiques pour obtenir une meilleure précision dans la mesure des sections efficaces absolues. Ces problèmes feront l'objet du chapitre III ;

- d'augmenter l'efficacité du détecteur de photoneutrons (jusqu'ici de l'ordre de 10 %) pour préciser davantage les seuils et les compétitions entre les diverses sections efficaces partielles. Ce sera l'objet du chapitre IV ;

- d'augmenter la stabilité de tout le dispositif expérimental (accélérateur compris) de façon à réduire les erreurs systématiques tout en utilisant au maximum les heures d'accélérateur disponibles. Ce problème résolu par l'automatisation complète du déroulement de l'expérience, sera traité dans le chapitre V ;

- d'utiliser des programmes de dépouillement suffisamment élaborés pour donner, en plus des résultats cherchés, des indications sur la validité de ces résultats et sur les limites des valeurs des paramètres auxquels on peut avoir accès avec notre dispositif expérimental. Ces programmes de dépouillement et de test seront décrits dans le chapitre VI.

Enfin, dans le dernier chapitre, nous montrerons, sur quelques exemples, comment les améliorations apportées au système de production de photons et les installations des nouveaux dispositifs de détection, d'automatisation et d'acquisition des données ont contribué, soit à préciser des points obscurs, soit à lever certaines controverses dans les résultats expérimentaux concernant la résonance géante.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I

[I.1] B.M. SPICER, The present status of photoneutron cross-section measurements, Nuovo Cimento Suppl., II (1964) 243.

[I.2] M.G. HUBER, Collective model of the giant resonances, Am. J. Phys., 35 (1967) 685.

[I.3] B.C. COOK, Least structure solution of photonuclear yield functions, Nucl. Instr. Methods, 24 (1963) 256.

[I.4] L. KATZ et A.G.W. CAMERON, The solution of X-ray activation curves for photonuclear cross sections, Can. J. Phys., 29 (1951) 518.

[I.5] E. HAYWARD, dans Photonuclear reactions, nuclear structure and electromagnetic interaction (Oliver and Boyd) 1965.

[I.6] E.G. FULLER and E. HAYWARD, The nuclear photo-effect in holmium and erbium, Nucl. Phys., 30 (1962) 613.

[I.7] C. SCHUHL, Thèse, Université de Paris, 1962.

[I.8] J. MILLER, Thèse, Université de Paris-Orsay, 1965.

[I.9] M. DANOS, Nucl; Phys., 5 (1958) 23.

[I.10] K. OKAMOTO, Intrinsec quadruple moment and the resonance width of photonuclear reactions, Phys. Rev., 110 (1958) 143.

[I.11] J. CHADWICK and M. GOLDHABER, Nature, 134 (1934) 37.

[I.12] L. SZILARD and T.A. CHALMERS, Nature, 134 (1934) 494.

[I.13] R. HURST and D.J. DONAHUE, Nucl. Phys., A91 (1967) 23.

[I.14] J.W. KNOWLES and A.M. KHAN, American Physical Society, Washington, D.C. 24-27.

[I.15] G.C. BALDWIN and G.S. KLEIBER, X-rays yield curves for (γ,n) reactions, Phys. Rev., 73 (1948) 1156.

[I.16] B.Z. ZIEGLER, Ein paarspectrometer Zur Messung eines 30 MeV - Bremsspektrums, Z. Angew. Physik, 10 (1958) 397.

[I.17] M.V. MIHAILOVIC, G. PREGEL, G. KERMEL and M. KREGAR, Total photonuclear absorption in Al, Phys. Rev., 114 (1959) 1621.

[I.18] G. TAMAS, J. MILLER, C. SCHUHL et C. TZARA, Absorption nucléaire des photons par le carbone et l'aluminium, Rapport C.E.A. R-1742 (1960).

[I.19] J.W. WEIL and B.D. McDANIEL, The production of protons from carbon by monoenergetic gamma rays, Phys. Rev., 92 (1953) 391.

[I.20] O'CONNEL, P. TIPLER and P. AXEL, University of Illinois, Technical Report n°21 (1961).

[I.21] A.S. PENFOLD and J.E. LEISS, Analysis of photo cross section, University of Illinois, 1958.

[I.22] B.I. GORIACHEV, V.S. ISHKHANOV, I.M. KAPITONOV and V.G. SHEVCHENKO, Structure of the cross section of the ^{208}Pb (γ,n) reactions, J.E.T.P. Letters, 7 (1968) 161.

[I.23] J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF, Theoretical nuclear physics, John Wiley and sons, 1952.

[I.24] R. MONTALBETTI, L. KATZ and J. GOLDEMBERG, Photoneutron cross sections, Phys. Rev., 91 (1953) 659.

[I.25] T. TOMIMASU, Absolute measurements of X-ray beam energy and photoneutron cross sections for natural copper and lead, J. Phys. Soc. Japan, 25 (1968) 655.

[I.26] M.E. TOMS and W.E. STEPHENS, Photoneutrons from lead, Phys. Rev., 108 (1957) 77.

[I.27] J. MILLER, C. SCHUHL et C. TZARA, Quelques résultats obtenus à l'aide de photons monochromatiques, J. Phys., 22 (1961) 35.

[I.28] R.R. HARVEY, J.T. CALDWELL, R.L. BRAMBLETT and S.C. FULTZ, Photoneutrons cross sections of $^{206,207,208}Pb$ et ^{209}Bi, Phys. Rev., 136 (1964) B126.

[I.29] E.G. FULLER and E. HAYWARD, The photodisintegration of Bi and Pb isotopes, Nucl. Phys., 33 (1962) 431.

[I.30] M.M. GERSTEMBERG et E.G. FULLER, Technical note, N.B.S. 416 (1967).

[I.31] R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, C.F. AUCHAMPAUGH and S.C. FULTZ, Photoneutron cross sections of ^{181}Ta and ^{165}Ho, Phys. Rev., 129 (1963) 2723.

[I.32] P. AXEL, J. MILLER, C. SCHUHL, G. TAMAS et C. TZARA, Etude de la déformation du noyau d'holmium, J. Phys., 27 (1966) 262.

[I.33] R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, R.R. HARVEY and S.C. FULTZ, Photoneutron cross section of ^{159}Tb and ^{16}O, Phys. Rev., 133 (1964) B869.

[I.34] H.H. THIES and B.M. SPICER, The photodisintegration of rare earth elements, Austr. J. Phys., 13 (1960) 505.

[I.35] E.G. FULLER and M.S. WEISS, Splitting of the giant resonance for deformed nuclei, Phys. Rev., 112 (1958) 560.

[I.36] O.V. BOGDANKEVICH, B.L. GORIACHEV and V.A. ZAPEVALOV, Splitting of the giant resonance in medium heavy nuclei, Sov. Phys. J.E.T.P., 15 (1962) 1044.

[I.37] R. NATHANS and J. HALPERN, Systematics of photoneutron reactions, Phys. Rev., 93 (1954) 437.

[I.38] B.I. GRAVILOV and L.E. LAZAREVA, Yields of photoneutrons from intermediate and heavy nuclei, Sov. Phys. J.E.T.P., 3 (1957) 245.

[I.39] L. KATZ and G.B. CHIDLEY, Proceeding of Moscow Conference on low energy nuclear reactions (1957).

[I.40] J. MILLER, C. SCHUHL and C. TZARA, Mesure des sections efficaces (γ,n) de Cu, Ce, La, Ta, Au, Pb et Bi en valeurs absolues, Nucl. Phys., 32 (1962) 236.

[I.41] I.C. NASCIMENTO, G. MOSCATI et J. GOLDEMBERG, Systematics of (γ,2n) reactions, Nucl. Phys., 22 (1961) 484.

[I.42] S.C. FULTZ, R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL and M.A. KELLY, Photoneutron cross section measurements on gold using nearly monochromatics photons, Phys. Rev., 127 (1962) 1273.

[I.43] S.C. FULTZ, R.L. BRAMBLETT, B.L. BERMAN, J.T. CALDWELL and M.A. KELLY, Photoneutron measurements obtained with monochromatic photons, U.C.R.L. 70002.

[I.44] O.V. VASSILIJEV, G.N. ZALESNY, S.F. SEMENKO and V.A. SEMENOV, The giant dipole resonance in the transition region from spherical to deformed nuclear shapes, Phys. Letters, 30B (1969) 97.

[I.45] S.F. SEMENKO, O.V. VASSILIJEV and V.A. SEMENOV, On the effects of "phase transitions" at the giant dipole resonance excitations, Phys. Letters, 31B (1970) 429.

[I.46] P.K. SHELINE, R.A. KENEFICK, C.L. NEALY and T. UDAGAWA, Experimental evidence for competing spherical and deformed shapes in N=89 nuclei, Phys. Letters, 18 (1965) 330.

[I.47] P.H. CANNINGTON, R.J.J. STEWART, B.M. SPICER and M.G. HUBER, The photoneutron cross section of ^{141}Pr, Nucl. Phys., A109 (1968) 385.

[I.48] B.C. COOK, D.R. HUTCHINSON, R.C. WARING, J.N. BRADFORD, R.G. JOHNSON and J.E. GRIFFIN, Praseodynium-141 photoneutron cross section to 65 MeV, Phys. Rev., 143 (1966) 730.

[I.49] R.E. SUND, V.V. VERBINSKY and L.A. KULL, Phys. Rev., à paraître.

[I.50] M. DANOS and W. GREINER, Dynamic theory of the nuclear collective model, Phys. Rev., 134B (1964) 284.

[I.51] D.W. ANDERSON, A.J. BUREAU, B.C. COOK, T.J. ENGLERT and R.E. SCHRAMM, Photoneutron cross-section for ^{32}S, Nucl. Phys., A156 (1970) 74.

[I.52] E.G. FULLER, Nuclear structure study with neutrons, Antwerp (July 1965) North Holland, 359.

[I.53] L.B. AULL, G.C. REINHARDT, W.D. WHITEHEAD, Fast photoneutrons from tantalum and gold, Nucl. Phys., 13 (1959) 292.

[I.54] D.H. WILKINSON, Nuclear photodisintegration, Physica 22 (1956) 1039.

[I.55] G.N. ZATSEKINA, V.V. IGONIN, L.E. LAZAREVA et A.I. LEPESTKIN, Angular and energy distributions of photoneutrons from bismuth, gold and tantalum, Soviet Phys. J.E.T.P., 17, 6 (1963) 1200.

Formes, puits de potentiel et $\sigma(\gamma, Tn)$ des noyaux en fonction de leur déformation

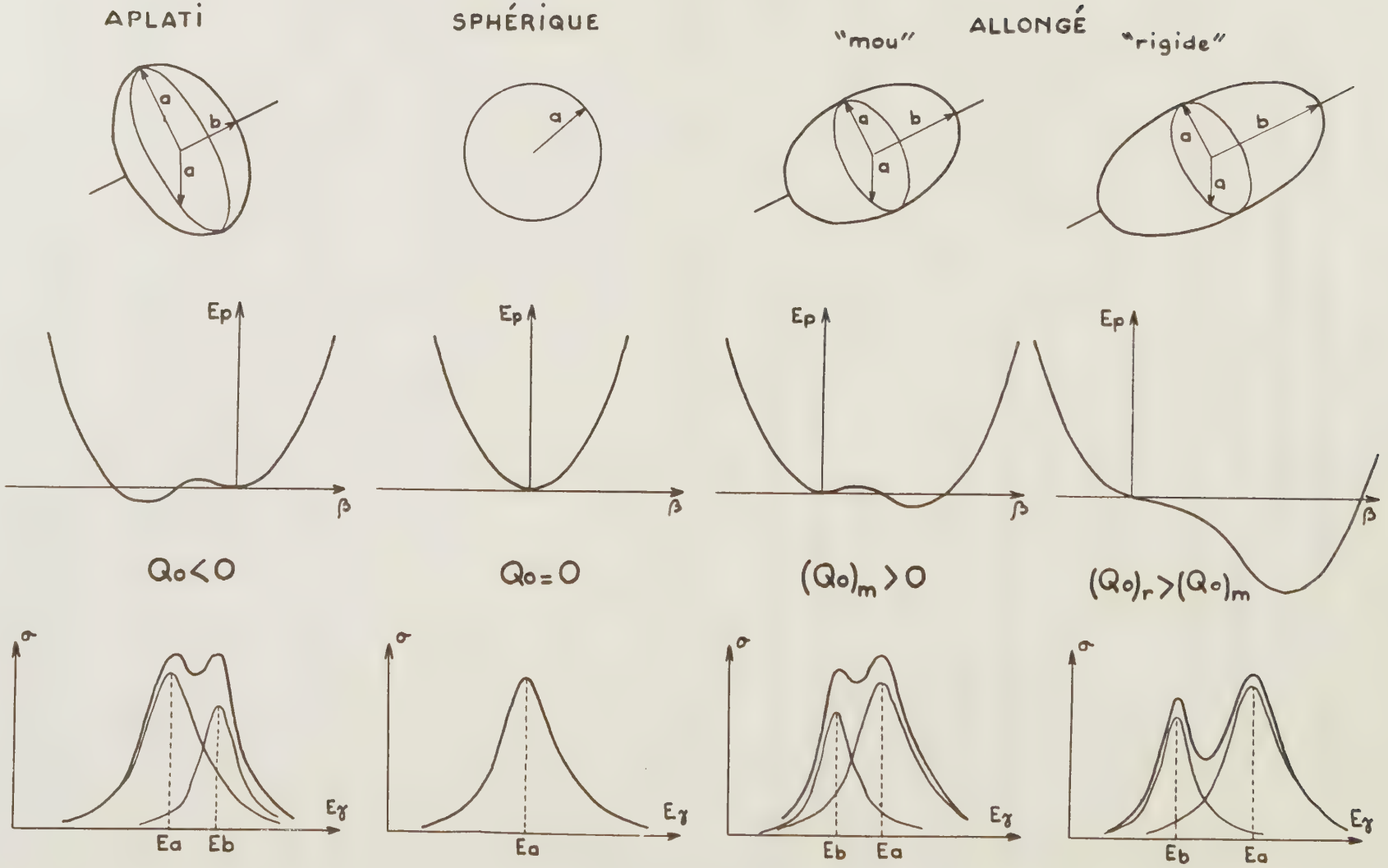


Fig. I-1

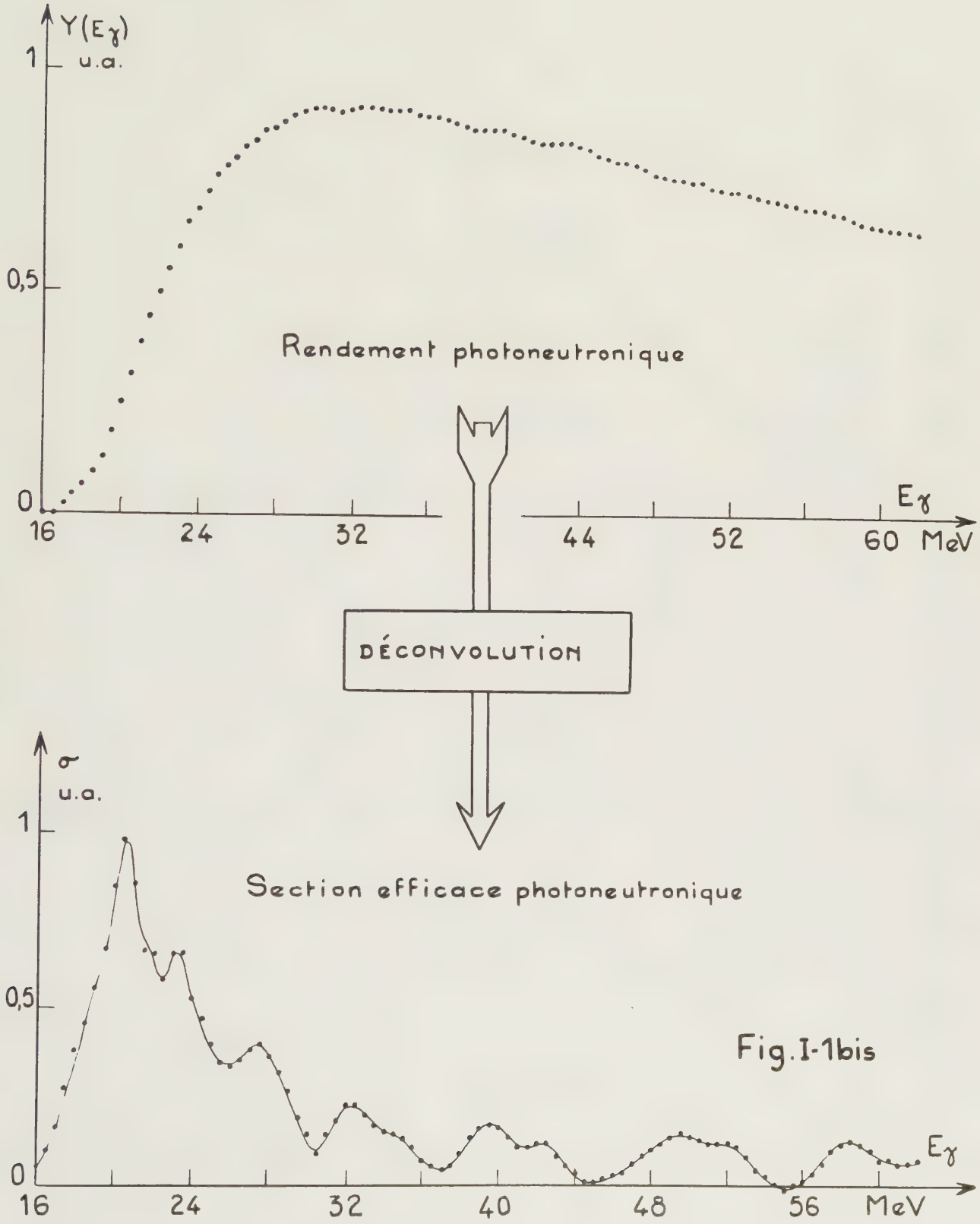

Y(Eγ)
u.a.
1
0,5
0
Rendement photoneutronique
16
24
32
44
52
60 MeV
Eγ
DÉCONVOLUTION
σ
u.a.
1
0,5
0
Section efficace photoneutronique
16
24
32
40
48
56 MeV
Eγ

Fig.I-1bis

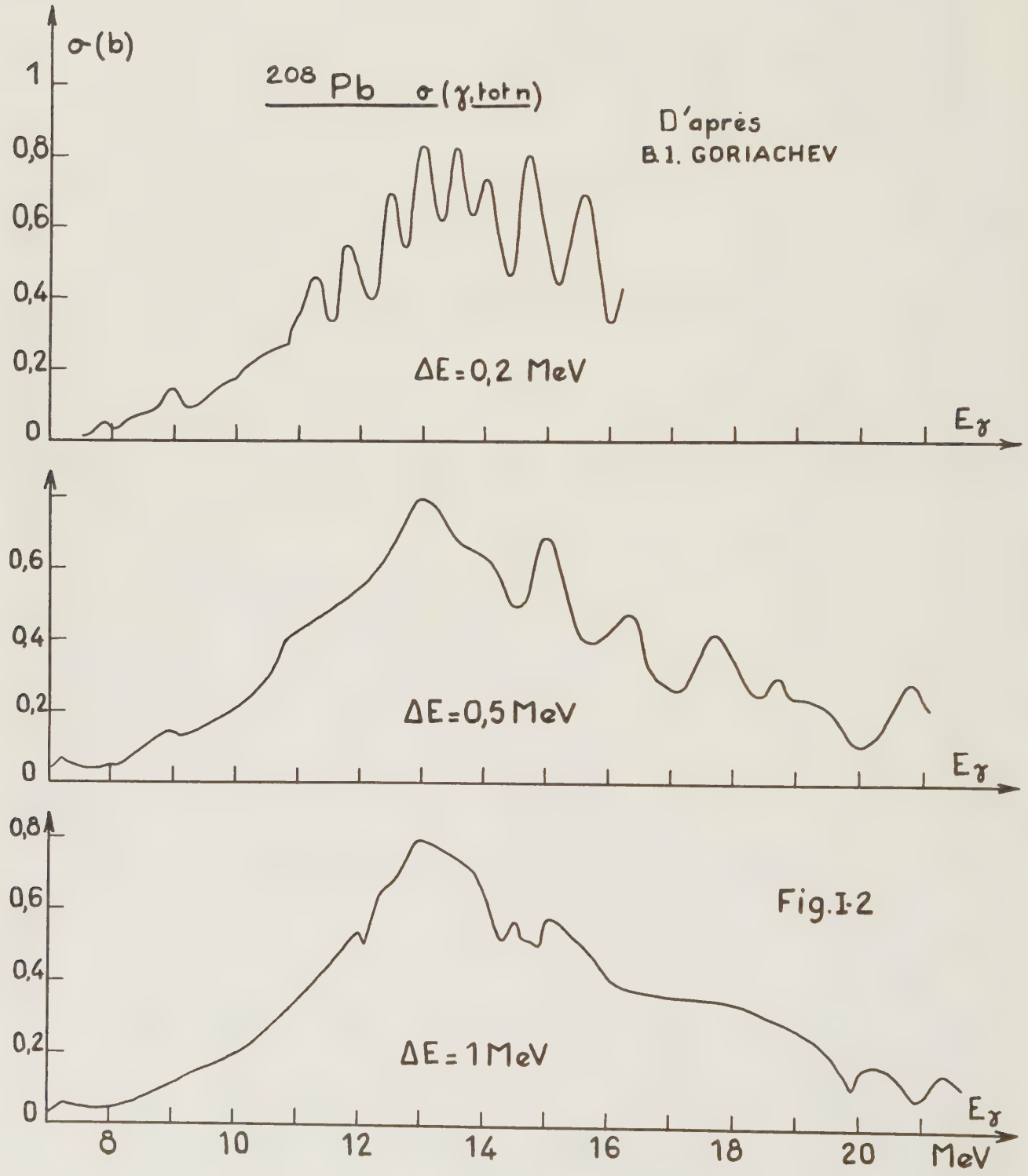

σ(b)
208 Pb σ(γ,totn)
D'après
B.I. GORIACHEV
ΔE=0,2 MeV
ΔE=0,5 MeV
ΔE=1 MeV
Eγ
MeV

Fig.I-2

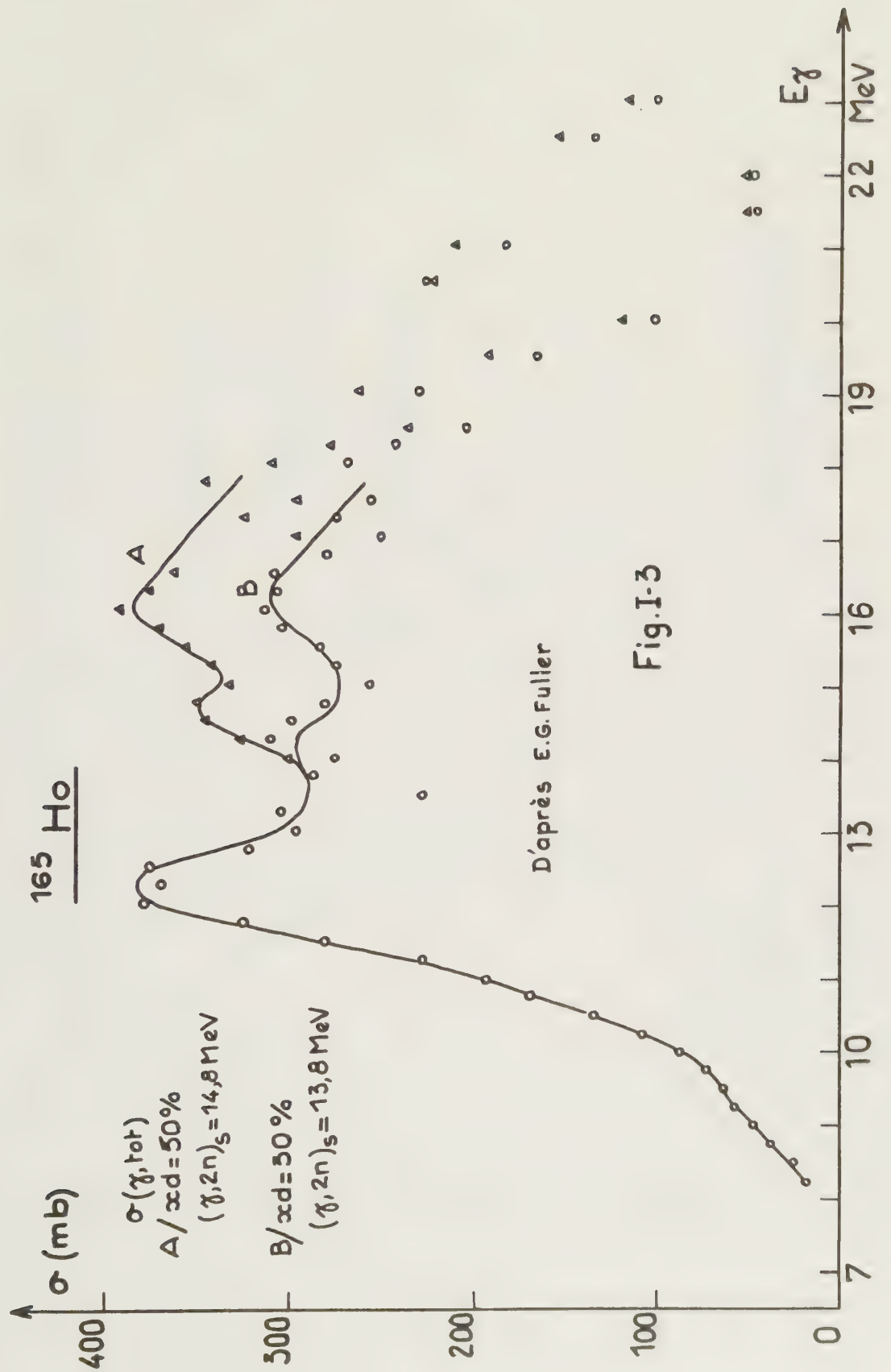

165 Ho
σ (mb)
400
300
200
100
0
7
10
13
16
19
22 MeV
Eγ
σ(γ,tot)
A/ xd = 50%
(γ,2n)s = 14,8 MeV
B/ xd = 30 %
(γ,2n)s = 13,8 MeV
A
B
D'après E.G. Fuller

Fig.I-3

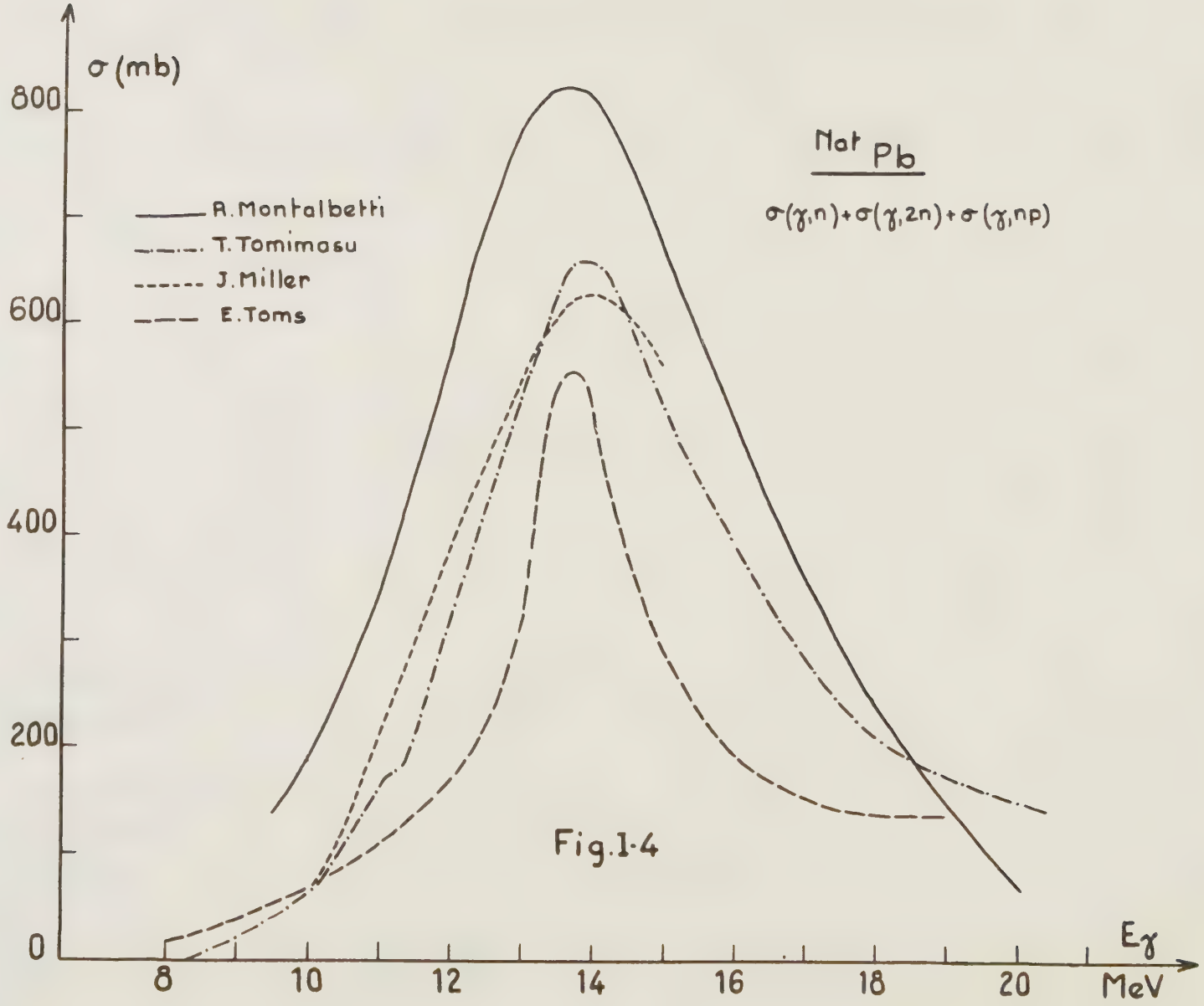

σ (mb)
800
600
400
200
0
R. Montalbetti
T. Tomimasu
J. Miller
E. Toms
Nat Pb
σ(γ,n)+σ(γ,2n)+σ(γ,np)
8
10
12
14
16
18
20
Eγ
MeV

Fig.1-4

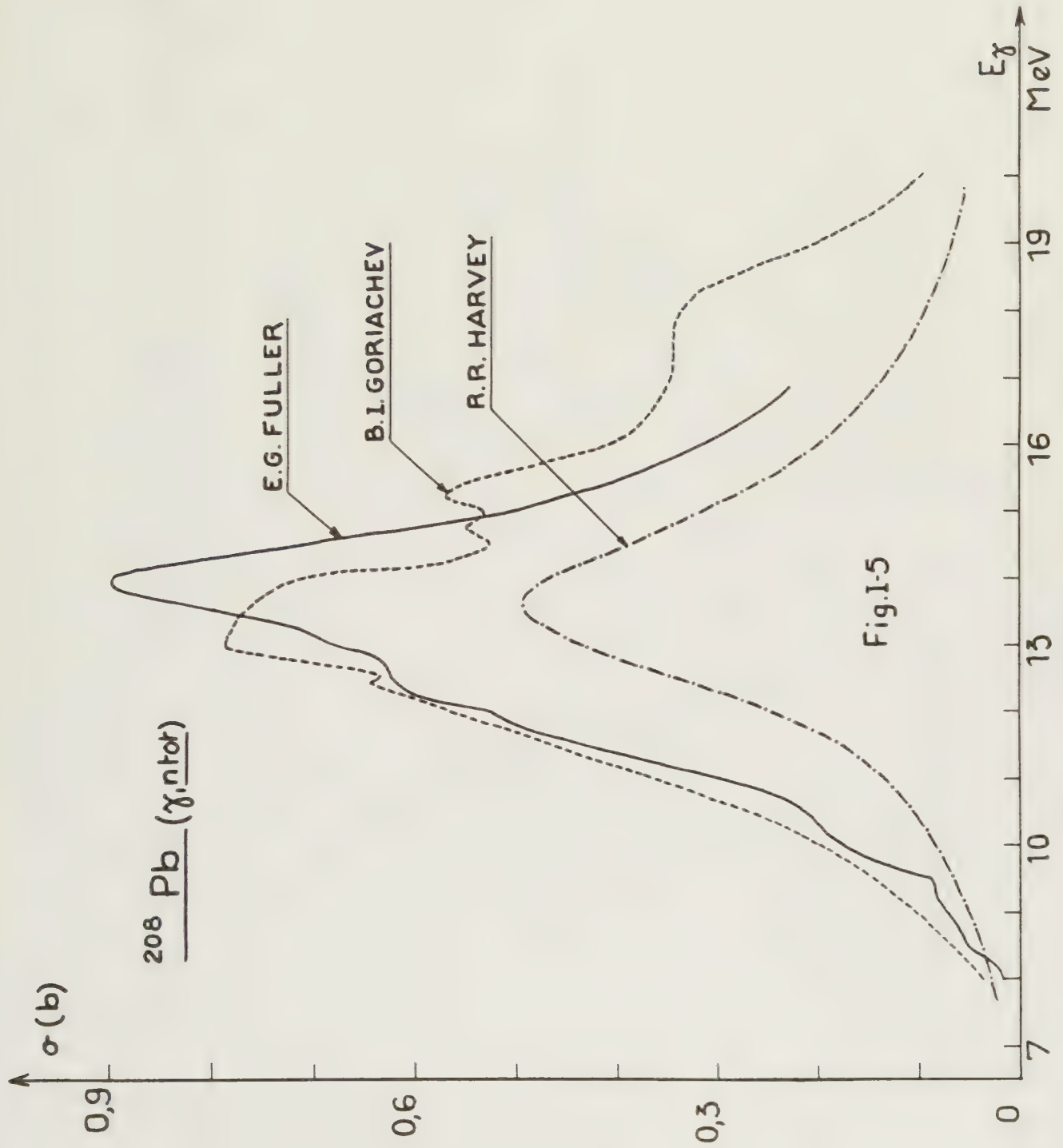

σ (b)
0,9
0,6
0,3
0
208 Pb (γ,n tot)
E.G. FULLER
B.I. GORIACHEV
R.R. HARVEY
7
10
13
16
19
Eγ MeV

Fig.I-5

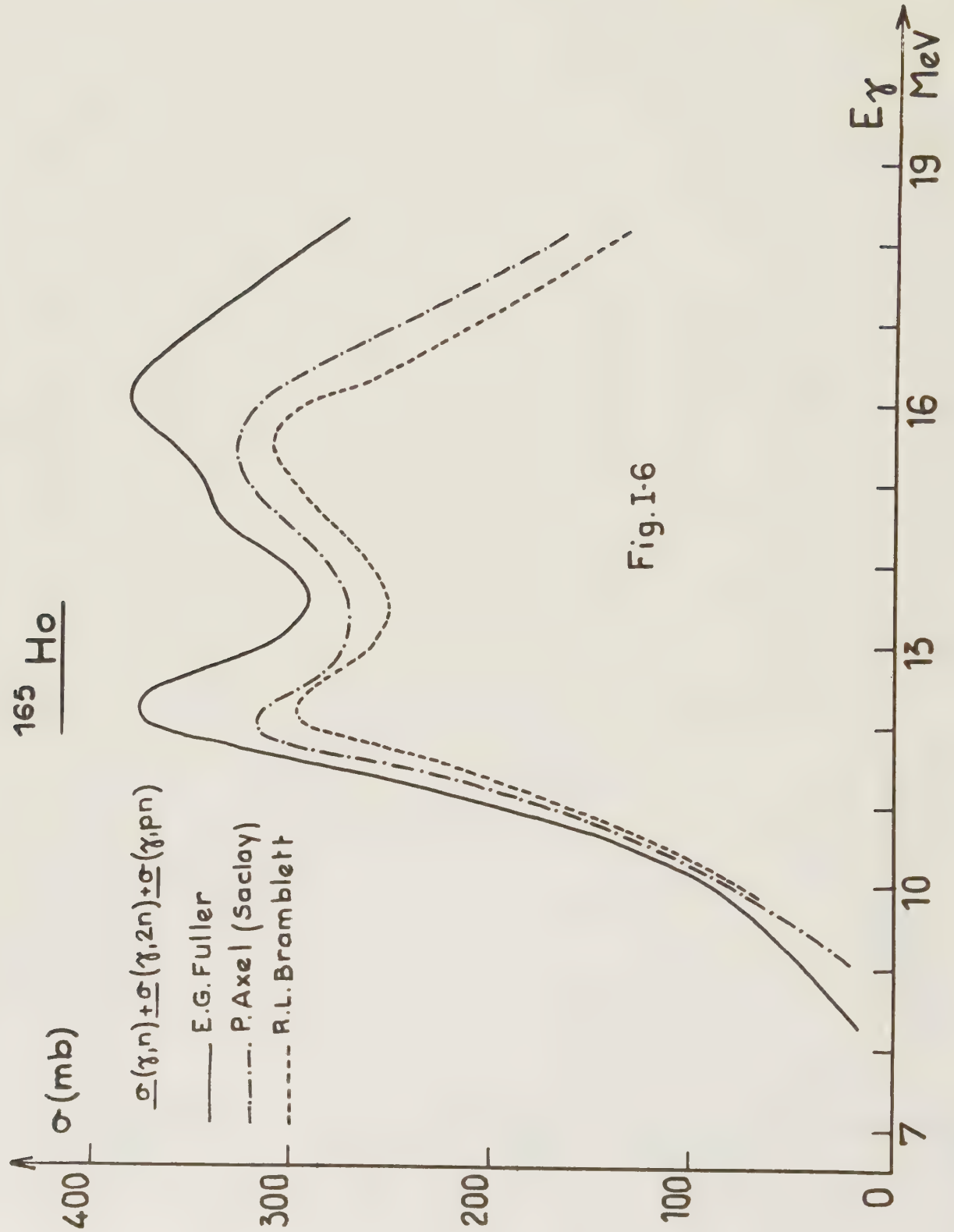

165 Ho
σ(mb)
400
300
200
100
0
σ(γ,n)+σ(γ,2n)+σ(γ,pn)
E.G. Fuller
P. Axel (Saclay)
R.L. Bramblett
7
10
13
16
19
Eγ MeV

Fig. I-6

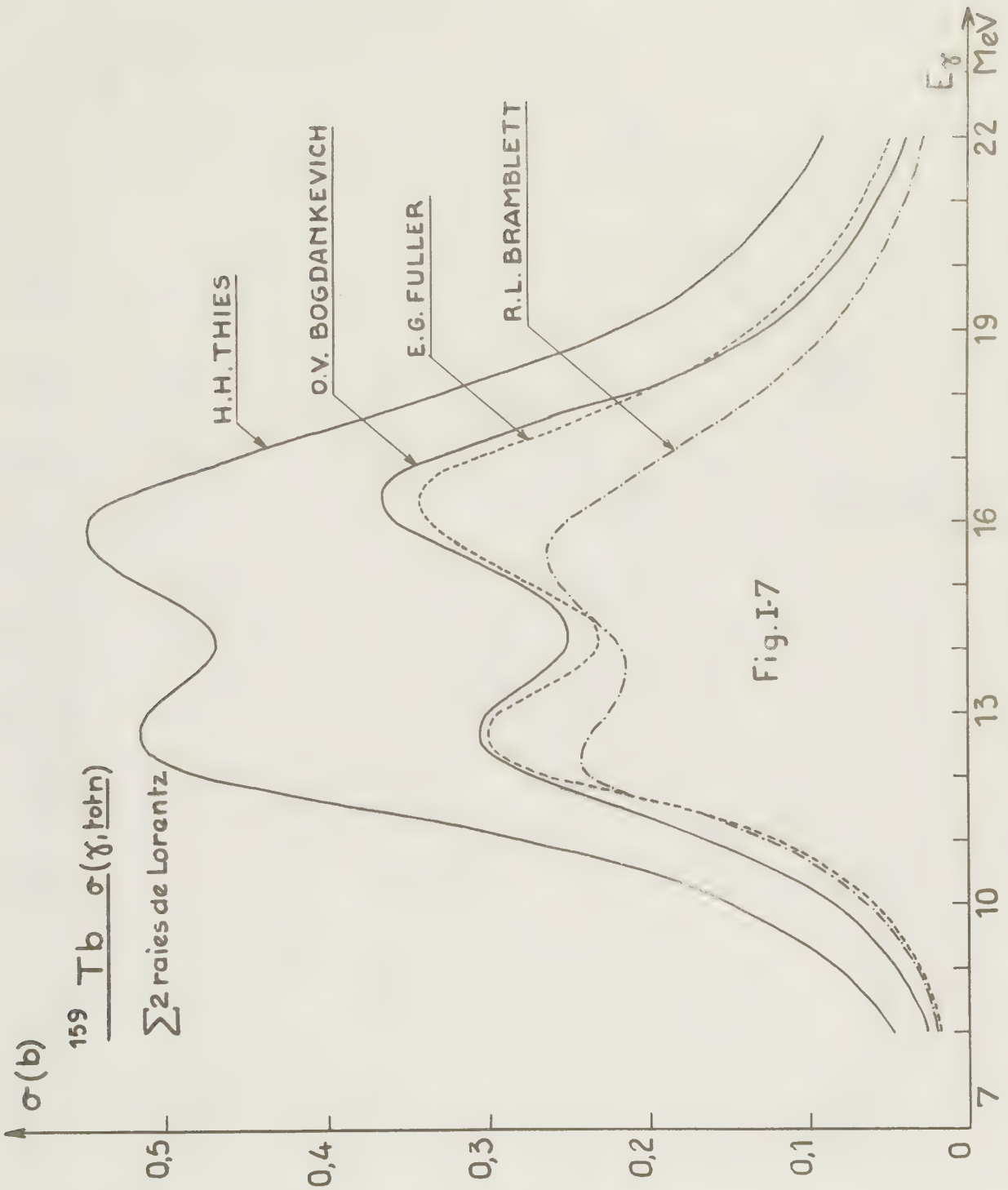

σ(b)
159 Tb σ(γ, totn)
Σ2 raies de Lorentz
H.H. THIES
O.V. BOGDANKEVICH
E.G. FULLER
R.L. BRAMBLETT
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
7
10
13
16
19
22
Eγ MeV

Fig. I-7

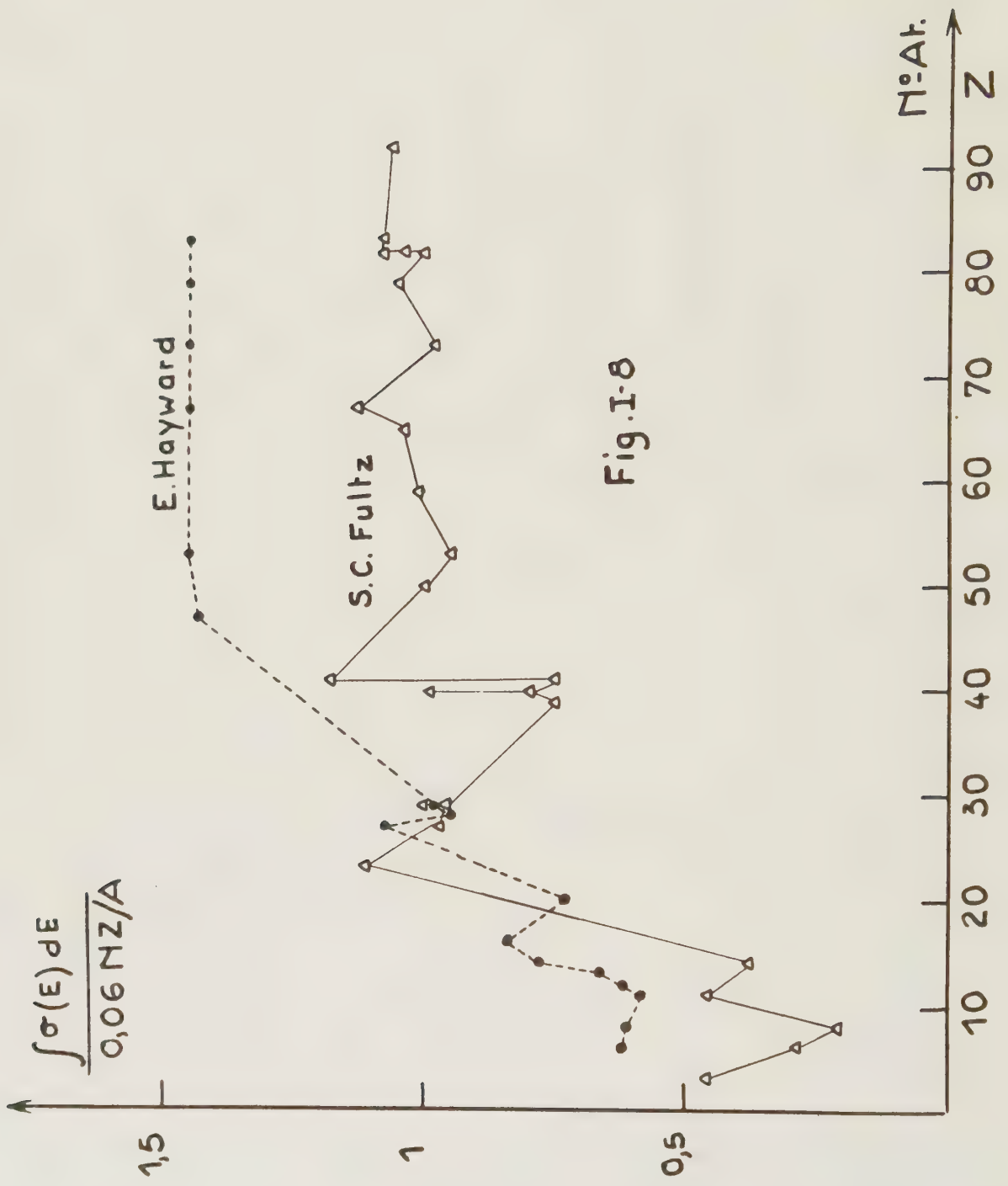

$\frac{\int \sigma(E)\,dE}{0{,}06\,NZ/A}$
1,5
1
0,5
E. Hayward
S.C. Fultz
10
20
30
40
50
60
70
80
90
N:Ar.
Z

Fig. I-8

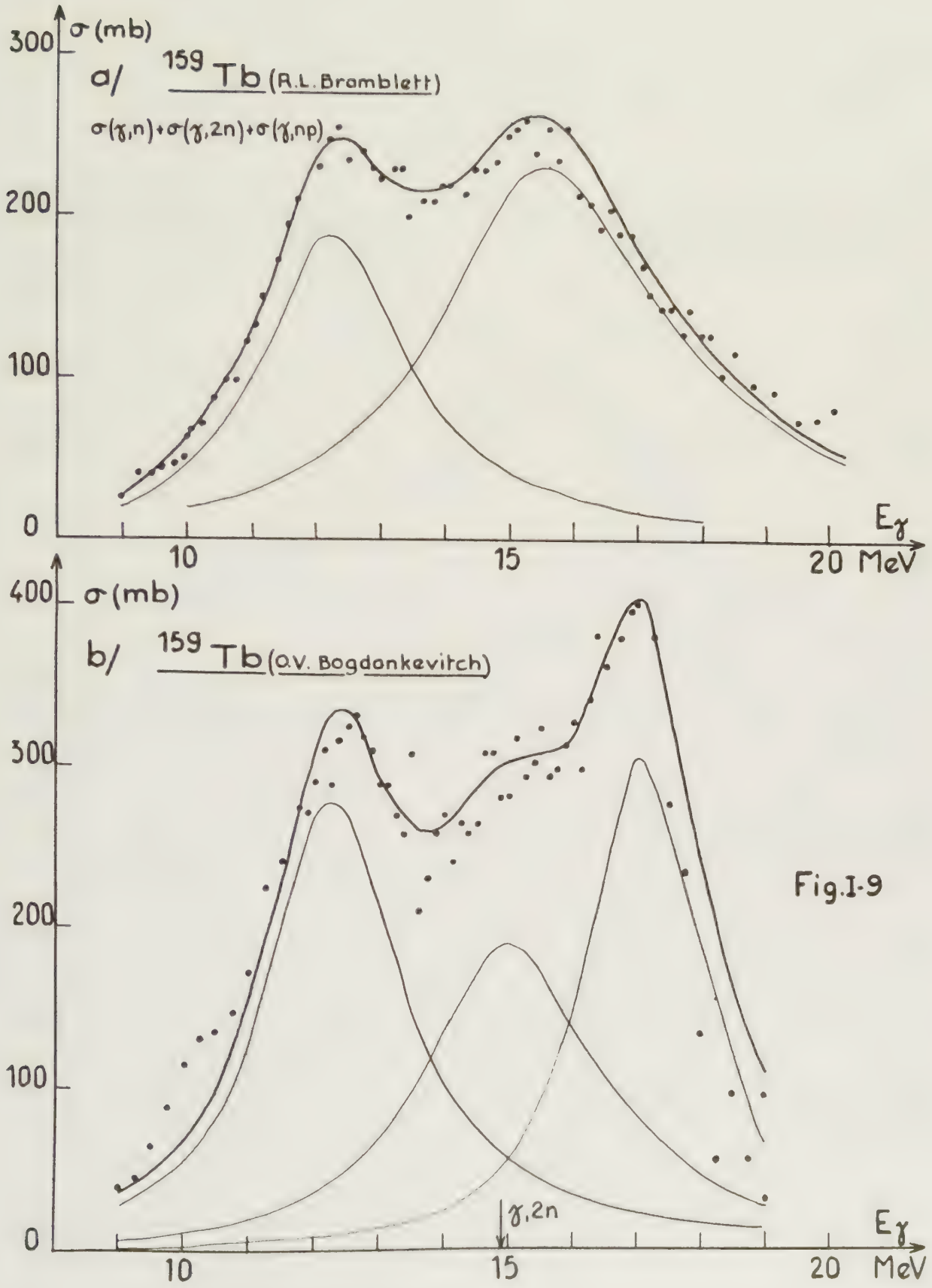

300
σ (mb)
a/ 159 Tb (R.L. Bramblett)
σ(γ,n)+σ(γ,2n)+σ(γ,np)
200
100
0
10
15
20 MeV
Eγ
400
σ (mb)
b/ 159 Tb (A.V. Bogdankevitch)
300
200
100
0
γ,2n
10
15
20 MeV
Eγ

Fig.I-9

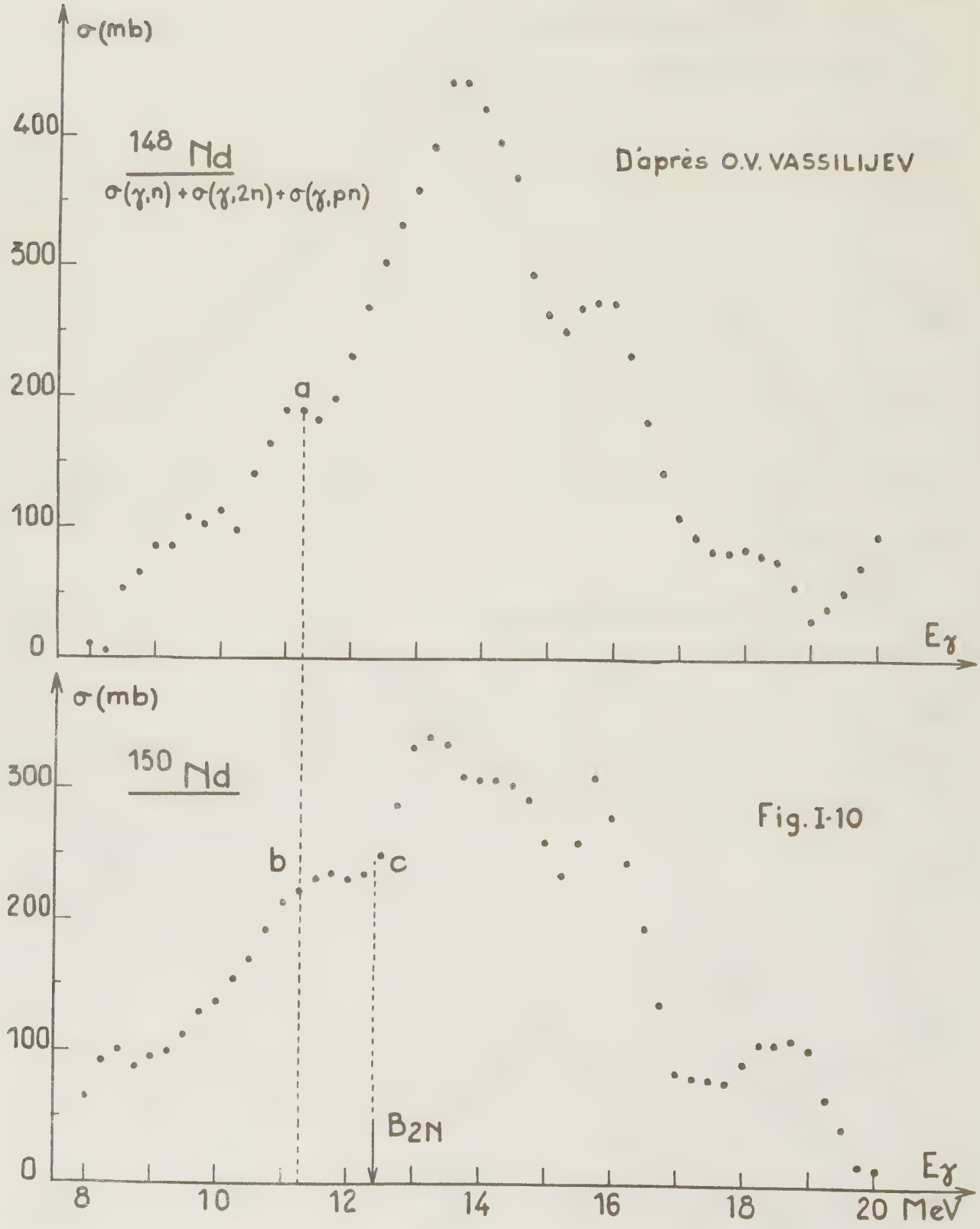

σ(mb)
400
300
200
100
0
148 Nd
σ(γ,n) + σ(γ,2n) + σ(γ,pn)
D'après O.V. VASSILIJEV
a
Eγ
σ(mb)
300
200
100
0
150 Nd
b
c
B2N
Eγ
8
10
12
14
16
18
20 MeV

Fig. I-10

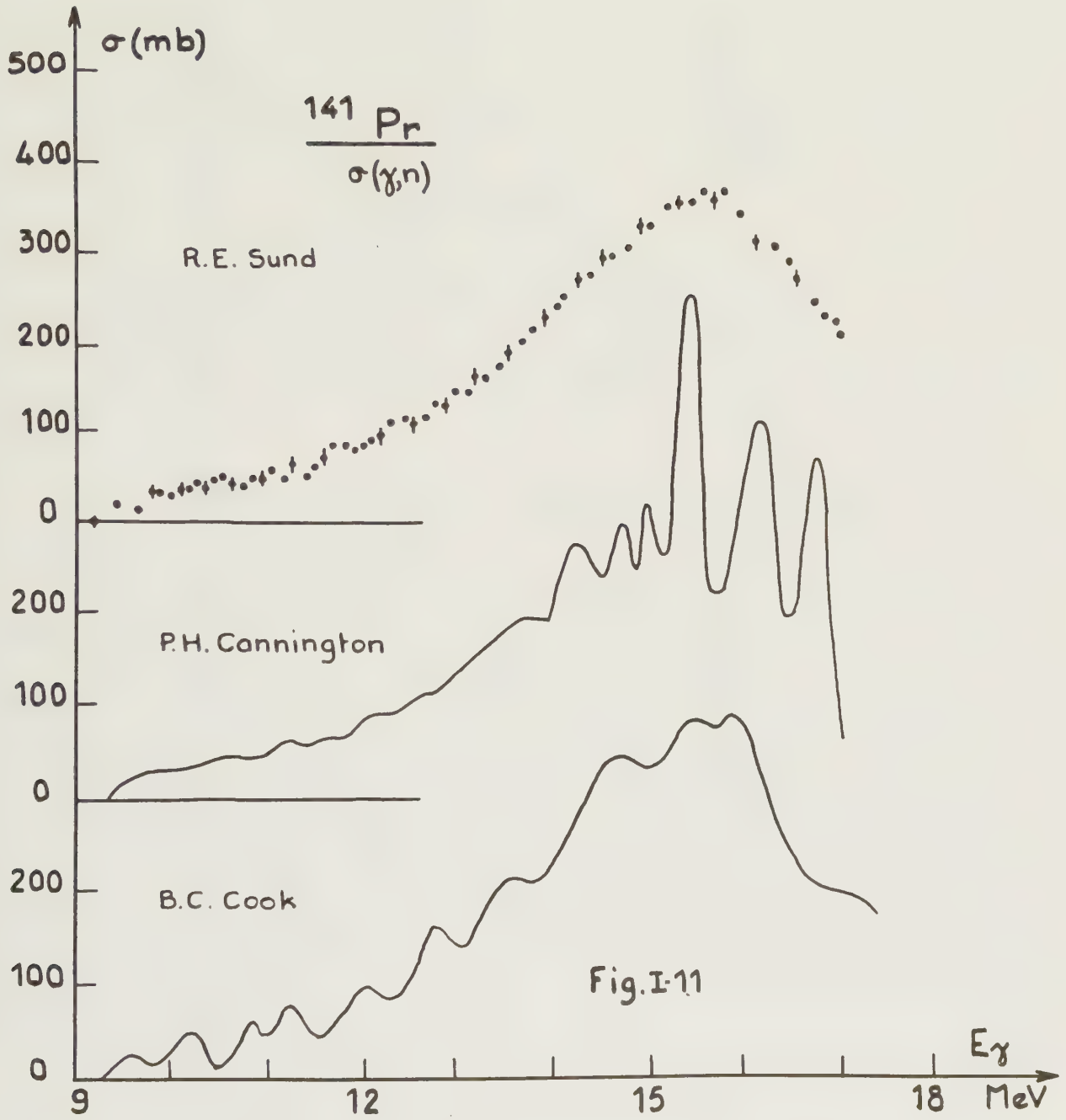

σ(mb)
500
400
300
200
100
0
200
100
0
200
100
0
141 Pr
σ(γ,n)
R.E. Sund
P.H. Cannington
B.C. Cook
9
12
15
18
MeV
Eγ

Fig.I-11

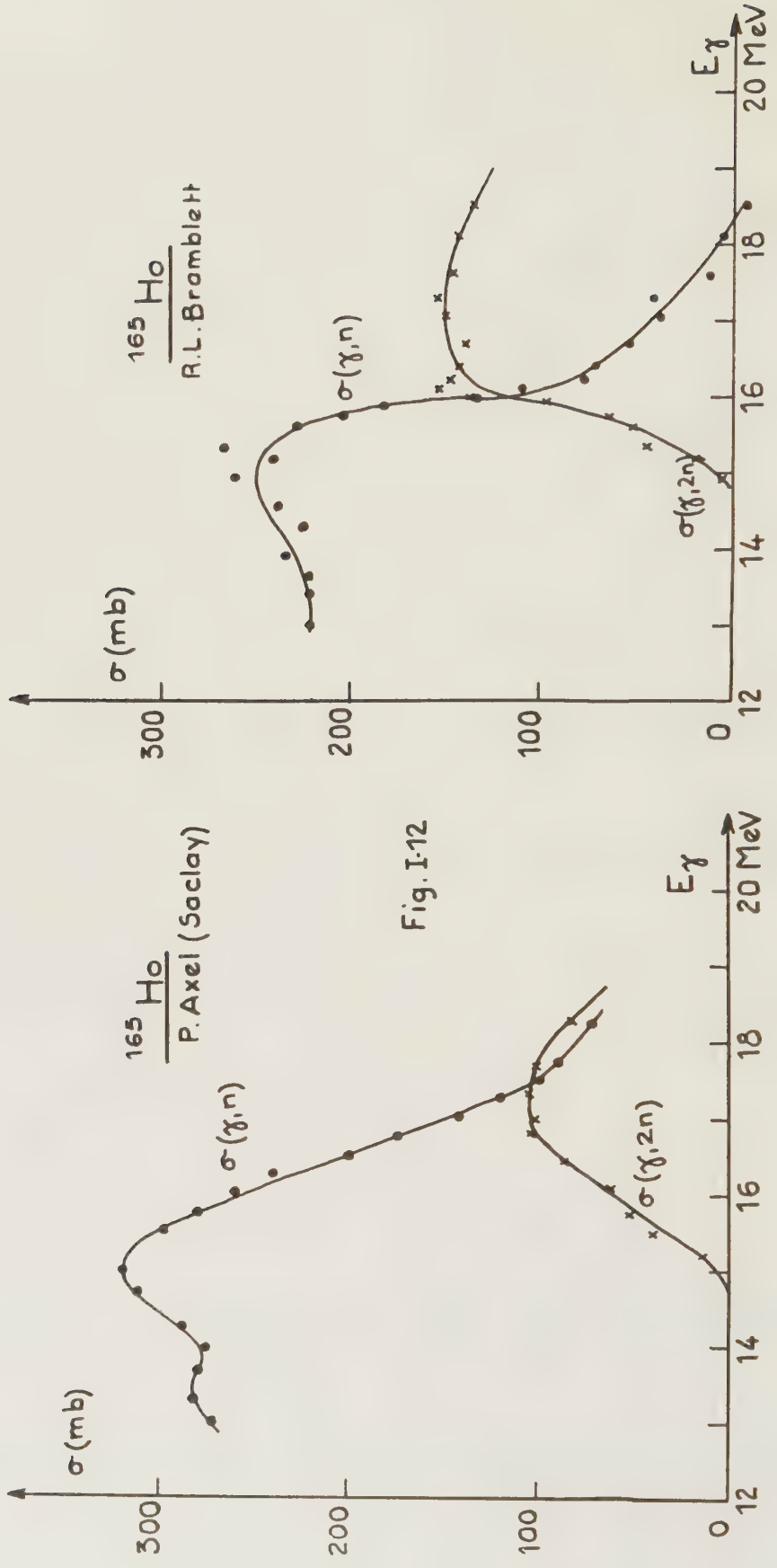

165 Ho
P. Axel (Saclay)
σ(γ,n)
σ(γ,2n)
σ(mb)
300
200
100
0
12
14
16
18
20 MeV
Eγ
165 Ho
R.L. Bramblett
σ(γ,n)
σ(γ,2n)
σ(mb)
300
200
100
0
12
14
16
18
20 MeV
Eγ

Fig. I-12

Chapitre II

RAPPEL SUR L'OBTENTION DE PHOTONS MONOCHROMATIQUES PAR ANNIHILATION DE POSITONS

Dans ce chapitre, nous décrirons la méthode d'obtention des rayons gamma quasi monochromatiques par annihilation en vol des positons, en donnant les idées directrices et les formules de base sur lesquelles C. Tzara s'est appuyé pour étudier et mettre au point l'installation existante à l'accélérateur linéaire de 65 MeV de Saclay. Ce chapitre, ne constituant pas une partie originale du présent travail, ne sera pas développé et nous ferons très largement appel aux rapports de C. TZARA [Réf.II.1 à 8], aux livres de HEITLER [Réf.II.9] et de EVANS [Réf.II.10], aux tables de BERGER et SELTZER [Réf.II.11] et aux rapports du laboratoire de Livermore [Réf.II.12].

Nous décrirons l'installation de Saclay dans ses grandes lignes pour ce qui concerne l'accélérateur, le convertisseur, le monochromateur et la cible d'annihilation, nous réservant, dans le prochain chapitre, de décrire les systèmes qui ont été étudiés ou améliorés pour mesurer les caractéristiques des faisceaux de rayons gamma et d'électrons obtenus.

II.A. GENERALITES

Pour expliquer la création des rayons gamma monochromatiques, la contribution des phénomènes parasites associés et la conception des systèmes de mesure, nous nous appuierons sur quatre processus physiques fondamentaux. Nous les rappellerons sommairement en donnant les formules pratiques associées, le plus souvent sous leur forme asymptotique, permettant de dégager des idées générales et de faire des calculs approximatifs.

Ces processus décrivent le comportement des électrons et des rayons gamma dans la matière et sont relatifs aux pertes d'énergie subies par ces "particules". Ce sont, pour les électrons :

- les pertes d'énergie par collision ;
- les pertes d'énergie par freinage radiatif ;
- les pertes d'énergie par annihilation.

Pour les rayons gamma, la création de paires sera seule décrite.

Partant, nous verrons la possibilité d'obtenir les spectres de rayons gamma monochromatiques et d'évaluer les phénomènes parasites associés.

Pour éviter toute ambiguité dans les formules qui vont suivrent, nous allons donner la liste des symboles et des constantes qui y seront utilisés, en précisant que le terme "électron" désignera aussi bien la particule de signe positif que la particule de signe négatif ; quand on voudra parler de l'une ou de l'autre, on dira positon ou négaton.

E_o = énergie totale d'un électron incident (en MeV) ;

E_γ = k énergie d'un photon (en MeV) ;

μ = $m_o c^2$ = 511 keV ;

Z = numéro atomique ;

A = masse atomique ;

$\overline{\phi}$ = $Z^2 r_o^2/137 = Z^2 \times 5{,}793 \times 10^{-28}$ cm^2 ;

r_o^2 = carré du rayon de l'électron = $7{,}94 \times 10^{-26}$ cm^2

α = 1/137 ;

N = nombre d'atomes par centimètre cube ;

$\mathcal{N}$ = nombre d'avogadro = 6.02×10^{23} At/mole ;

ρ = densité en grammes par centimètre cube ;

dx = épaisseur en centimètre ;

m_o = masse de l'électron = $9,108 \times 10^{-28}$ g ;

dm = épaisseur en g/cm^2.

II.A.1. *Pertes d'énergie par collision* . Ce type d'interaction est prédominant quand les particules incidentes ont des énergies faibles. Les électrons traversant un matériau donné cèdent une partie de leur énergie aux électrons atomiques qui subissent alors une transition vers un état lié (excitation) ou vers un état non lié (ionisation).

Les divers aspects du problème théorique ont été abordés par Mott, Bethe, Moller et Bloch ; malgré quelques différences mineures, ces auteurs arrivent, en général, à des résultats très comparables.

En première approximation, pour des électrons relativistes, la perte d'énergie par collision peut être donnée par la formule :

$$-\left(\frac{dE_o}{dx}\right) = 2NZ\pi\mu r_o^2 \mathrm{Log}(E^3/2I^2Z\mu) \qquad \text{(II.1)}$$

où I est l'énergie d'excitation qui peut être évaluée en fonction du numéro atomique par la formule :

$$I = Z(9,76 + 58,8Z^{-1,19}) \quad \text{en eV.} \qquad \text{(II.2)}$$

On voit que la perte d'énergie par collision croît lentement avec l'énergie de ces particules et avec le numéro atomique du matériau.

Remarque : Au cours de leurs chocs successifs, les électrons incidents sont

déviés dans toutes les directions. On peut évaluer la probabilité dP (θ) de trouver un électron d'énergie E à un angle θ :

$$dP(\theta) = \frac{1}{\theta_o \sqrt{2\pi}} e^{-\theta^2/2\theta_o^2} d\theta \qquad (II.3)$$

L'écart quadratique de cette distribution s'exprime alors par :

$$\theta_o = 2{,}3 \cdot 10^{-2} \frac{Z}{\sqrt{A}} \frac{\sqrt{m}}{E_o} \qquad (II.4)$$

avec θ_o en radian et m, l'épaisseur, en mg/cm^2.

II.A.2. *Pertes d'énergie par freinage (Bremsstrahlung)* . Dans ce processus, les électrons passant dans le champ d'un noyau sont déviés de leur trajectoire initiale et, sous l'accélération nécessaire, ils rayonnent une partie de leur énergie sous forme d'une émission de rayonnement gamma d'énergie $k = E_o - E$.

On montre que le spectre en énergie du rayonnement gamma ainsi émis est continu depuis k = 0 jusqu'à $k = E_o - \mu$ et que, aux hautes énergies, on a une distribution angulaire, vers l'avant, très prononcée.

Désignons par ϕ_k la section efficace totale d'émission d'un photon d'énergie k dans une bande d'énergie dk, obtenu par freinage d'un électron d'énergie E_o. Pour des électrons relativistes, et en tenant compte de l'effet d'écran des électrons périphériques, ϕ_k s'exprime par :

$$\phi_k \left(\frac{dk}{E_o}\right) = 2\bar{\phi} \frac{dk}{k} \frac{E}{E_o} \left[\left(\frac{E_o^2 + E^2}{E_o E} - \frac{2}{3} \right) 2\log\left(183 Z^{-1/3}\right) + \frac{2}{9} \right] \qquad (II.5)$$

Cette formule montre que ϕ_k est grossièrement proportionnel à E_o/k, ce qui, lorsque k tend vers 0, va poser de sérieux problèmes pour l'évaluation de la section efficace. On tourne la difficulté en considérant, non plus ϕ_k, mais la distribution énergétique $k\phi_k$ qui est à peu près uniforme sur toute la plage de fréquence. Si, maintenant, on exprime la perte d'énergie totale par unité de

longueur, on trouve pour chaque électron incident d'énergie E_o :

$$-\frac{dE_o}{dx} = N \int_o^1 k\phi_k \, d\left(\frac{k}{E_o - \mu}\right) \qquad \text{(II.6)}$$

Puisque $k\phi_k$ est à peu près constant, la perte d'énergie dE_o/dx est donc proportionnelle à E_o et il est commode d'introduire une section efficace de radiation ϕ_{rad} définie par :

$$-\frac{dE_o}{dx} = NE_o\phi_{rad} \qquad \text{(II.6bis)}$$

En combinant les formules (II.6) et (II.6bis), et en remplaçant $k\phi_k$ par sa valeur tirée de l'équation (II.5), ϕ_{rad} s'exprime simplement par l'expression suivante :

$$\phi_{rad} = \overline{\phi}\left[4 \log\left(183Z^{-1/3}\right) + \frac{2}{9}\right] \qquad \text{(II.7)}$$

Ceci montre que, pour les énergies auxquelles nous travaillons, $-d\log(E_o)/dx$ est constant ; donc, le logarithme de l'énergie de l'électron incident décroît proportionnellement à la distance parcourue par cette particule. La distance au bout de laquelle l'électron a son énergie réduite d'un facteur "e" est une unité tout à fait adaptée aux pertes par radiation. Cette distance, *appelée longueur de radiation*, est désignée par χ_o et s'exprime par :

$$\frac{1}{\chi_o} = 4N\overline{\phi} \log\left(183Z^{-1/3}\right) . \qquad \text{(II.8)}$$

N.B. : Dans le cas où l'on prend en compte les électrons périphériques, le terme $\overline{\phi}$ doit être pris dans toutes les formules égal à :

$$\overline{\phi} = Z(Z+1)\, r_o^2 /137 .$$

A partir des formules (II.6bis) et (II.7), on peut évaluer la perte d'énergie par radiation subie par un électron traversant 1 g/cm^2 de matériau composé de la molécule $m_i(A_i, Z_i)$.

$$-\left(\frac{dE_o}{dx}\right)_{rad} = E_o \frac{\mathcal{N} r_o^2}{137} \left[4 \log\left(183 Z^{-1/3}\right) + \frac{2}{9}\right] \frac{\sum m_i Z_i^2}{\sum m_i A_i} \qquad \text{(II.9)}$$

On voit que cette perte d'énergie est proportionnelle au carré du numéro atomique.

Remarque 1 : Quand on étudie le comportement d'une particule chargée traversant un matériau quelconque, on compare souvent les pertes d'énergie par radiation aux pertes d'énergie par collision car elles ont des comportements et des conséquences très différents. En effet, les premières donnent lieu à l'émission de photons, sont proportionnelles au carré du numéro atomique du matériau et croissent linéairement avec l'énergie des électrons incidents, tandis que les secondes ne donnent pas de rayonnement, sont proportionnelles au numéro atomique et croissent logarithmiquement avec l'énergie. Il y a donc, pour chaque matériau, une énergie pour laquelle les deux pertes sont égales : c'est l'énergie critique E_c qui peut s'exprimer par la formule approximative suivante :

$$E_c \text{ (MeV)} = \frac{800}{Z + 1{,}2} \qquad \text{(II.10)}$$

La figure II.1 représente les pertes d'énergie par collision subies par des électrons traversant trois matériaux différents (C, Li, Au). Nous avons fait figurer sur ces courbes les énergies critiques pour chacun de ces trois corps (E_1, E_2, E_3) avec l'amorce des droites donnant les pertes par Bremsstrahlung.

Remarque 2 : Dans les formules précédentes, nous n'avons pas fait de distinction entre les positons et les négatons, car nous voulions seulement montrer le comportement général de ces particules ; en réalité, les pertes par collision subies par les positons peuvent être jusqu'à 3 % inférieures à celles subies par les négatons dans le domaine d'énergie qui nous intéresse. Par contre, les pertes radiatives sont égales tant que l'approximation de Born est valable. Lorsque nous ferons des calculs plus rigoureux, nous nous servirons des tables (précé-

demment citées) qui prennent en compte tous les phénomènes physiques connus.

II.A.3. *Annihilation des positons* . Si un positon libre rencontre un négaton non lié, ils s'annihilent et les lois de conservation démontrent que ceci ne peut se faire qu'avec l'émission de deux photons. Si l'on a affaire à un négaton lié, ou à un processus multiple, on peut avoir création de un ou trois photons. Ces deux derniers phénomènes sont peu importants et nous retiendrons seulement le processus à deux photons.

La formule générale donnant la section efficace d'annihilation d'un positon d'énergie totale E_o^+ montre que cette section efficace croît à mesure que E_o^+ tend vers μ. C'est l'annihilation au repos qui, si le matériau est suffisamment épais pour que l'énergie du positon se dégrade complètement, l'emporte sur le processus d'annihilation en vol.

Pour les hautes énergies, la section efficace décroît et peut s'exprimer par :

$$\phi_{ann} = \pi r_o^2 \frac{\mu}{E_o^+} \left(\log \frac{2E_o^+}{\mu} - 1 \right)$$

Lorsque le négaton est au repos dans le système du laboratoire, les deux photons émis n'ont pas la même énergie et la distribution angulaire énergétique est donnée par :

$$k(\theta) = \left(E_o^+ + \frac{1}{2} m_o c^2 \right) \left(1 - \frac{\delta(1 - \cos\theta)}{1 - \delta\cos\theta} \right) \qquad \text{(II.11)}$$

où δ représente la composition des vitesses $\delta = \left(\frac{E_o^+ - \mu}{E_o^+ + \mu} \right)^{1/2}$.

Quand $E_o^+ >> \mu$

$$k(0) = E_o^+ + \frac{1}{2} m_o c^2$$

$$k(\pi) = \frac{1}{2} m_o c^2 \qquad \text{(II.12)}$$

Nous voyons donc que le photon d'énergie maximale $E_o^+ + \frac{1}{2} m_o c^2$ est dirigé vers l'avant, tandis que le photon d'énergie minimale $\frac{1}{2} m_o c^2$ est émis vers l'arrière.

Si nous poussions plus avant les calculs, nous pourrions voir que, plus l'énergie incidente du positon est élevée, plus la distriburion angulaire des photons est étroite et plus le spectre en énergie de ces photons est étroit.

Le nombre de photons d'annihilation créés vers l'avant dans 1 g/cm^2 de matériau composé de la molécule m_i par positon incident est donné par la formule suivante :

$$N_{\gamma A} = \mathcal{N} \pi r_o^2 \frac{\mu}{E_o^+} \left(\log \frac{2E_o^+}{\mu} - 1 \right) \frac{\sum m_i Z_i}{\sum m_i A_i} \qquad \text{(II.13)}$$

On voit que cette création de photons est proportionnelle au numéro atomique du matériau si celui-ci est suffisamment mince pour ne pas conduire le positon au processus d'annihilation au repos.

II.A.4. Création de paires . L'absorption des photons dans un matériau ne répond pas à une loi simple en fonction du numéro atomique du matériau ; aux basses énergies, l'absorption photoélectrique est dominante et varie approximativement comme Z^5 ; aux énergies intermédiaires l'effet Compton est prépondérant et croît comme Z ; enfin, aux énergies élevées, l'absorption se fait uniquement par matérialisation des photons en paires électron-positon et varie comme Z^2. Nous retiendrons seulement le dernier processus, car il permet de créer des faisceaux de positons d'une intensité appréciable ; les autres phénomènes n'interviendront pas puisque nous travaillons toujours à énergie élevée.

La théorie de la création de paires étant tout à fait semblable à celle du freinage radiatif des particules dans le champ des noyaux, on peut s'attendre à des caractéristiques finales semblables des deux processus. Ainsi, la section efficace de création de paires sera proportionnelle au carré du numéro atomique du matériau et l'effet d'écran des électrons atomiques jouera un rôle non né-

gligeable. On tiendra compte aussi des électrons périphériques dans le champ desquels on aura des matérialisations. Tout comme pour le Bremsstrahlung, on définit une section efficace de création de paires ϕ_p. Le calcul montre que ϕ_p augmente rapidement avec l'énergie des rayonnements gamma incidents jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur constante aux très hautes énergies. ϕ_p est donnée par la formule suivante :

$$\phi_p = \overline{\phi}\left(\frac{28}{9}\log\frac{2E\gamma}{\mu} - \frac{218}{27}\right) \qquad \text{(II.14)}$$

Si l'on tient compte de l'effet perturbateur des électrons périphériques, cette formule devient :

$$\phi_p = \overline{\phi}\left(\frac{28}{9}\log\left(183Z^{-1/3}\right) - \frac{2}{27}\right) \qquad \text{(II.15)}$$

Si, maintenant, on ajoute la matérialisation des photons dans le champ des électrons atomiques, on remplacera, dans les formules précédentes $\overline{\phi}$ par :

$$\overline{\phi} = Z(Z + 1)r_o^2 \,/\, 137.$$

N.B. : La création de paires peut se faire aussi directement à partir de négatons relativistes mais, ce phénomène étant d'un ordre plus élevé en α, il est inutile d'en tenir compte pour un calcul approximatif.

La figure II.2 montre, pour un matériau lourd (Au), la variation de la section efficace totale d'atténuation des rayonnements gamma en fonction de l'énergie de ces derniers. Nous avons fait figurer aussi la section efficace partielle de création de paires qui, à partir d'une certaine énergie, constitue le seul processus d'absorption des photons.

II.A.5. *Spectre en énergie des rayonnements gamma quasi monochromatiques* . Si l'on s'en tient à l'annihilation en vol des positons d'énergie E_o^+ dans un matériau

mince, et que l'on ne prenne les photons ainsi créés vers l'avant que dans un très petit angle, on peut espérer avoir une raie monochromatique d'énergie : $E_\gamma = E_o^+ + \frac{1}{2} m_o c^2$ (Fig.II.3a).

Malheureusement, dans le cadre d'une expérience réelle, il nous faudra le plus grand nombre possible de photons ; pour ce faire, on utilisera un matériau d'une certaine épaisseur et l'on prendra les photons créés dans un angle solide non négligeable. Ces impératifs vont contribuer à dégrader la pureté de la raie monochromatique par le biais des phénomènes suivants :

- La distribution angulaire énergétique, due au processus d'annihilation donnée par la formule (II.11) va enrichir le spectre en rayons gamma de plus faible énergie (Fig.II.3b).

- La perte d'énergie des positons avant annihilation va tendre à élargir la raie monochromatique et à la déplacer vers des énergies plus basses. Ce déplacement en énergie sera de l'ordre de grandeur de la perte d'énergie par collision dans l'épaisseur du matériau (Fig.II.3c) ; elle sera facilement calculée par la formule (II.1).

- La distribution angulaire due aux collisions multiples va augmenter encore l'angle d'émittance du faisceau (formule II.3) ce qui va contribuer encore à élargir le spectre monochromatique.

- Enfin, la perte d'énergie par Bremsstrahlung va donner un spectre de rayons gamma continu depuis $E_\gamma = 0$ jusqu'à $E_\gamma = E_o - m_o c^2$. Nous avons vu (formule II.5) que ce spectre en énergie a une allure grossièrement hyperbolique (Fig.II.3d).

Finalement, le spectre en énergie des photons produits par l'annihilation en vol de positons aura l'allure représentée sur la figure II.4, (spectres réellement obtenus pour $E_\gamma = 8$ MeV et $E_\gamma = 23{,}3$ MeV).

Remarques importantes :

1 - La présence de cette queue radiative, d'autant plus importante que l'énergie à laquelle on travaille est plus élevée, est de loin l'inconvénient majeur de cette méthode. On peut, comme on le verra plus loin, réduire légèrement son importance, mais on ne pourra jamais la supprimer complètement et on

devra en tenir compte. Comme il est impossible de calculer exactement ce spectre parasite, on doit l'évaluer expérimentalement. Pour ce faire, on suppose que le comportement des négatons et des positons est le même vis-à-vis des pertes par Bremsstrahlung, donc que la répartition spectrale et le nombre des photons constituant la queue du spectre d'annihilation sont les mêmes, avec les deux types de particules. Il suffit donc, dans les expériences, de faire deux mesures pour chaque point d'énergie E_γ : l'une avec le spectre de rayonnements gamma produits par le faisceau de positons d'énergie E_o^+ tombant sur la cible d'annihilation, l'autre avec le spectre de rayonnements gamma produits par le faisceau de négatons d'énergie E_o^- tombant sur cette même cible, et de soustraire les résultats obtenus dans cette dernière mesure de ceux obtenus dans la première.

2 - Par contre, l'intérêt primordial de cette méthode - qui la fait utiliser malgré l'inconvénient présenté dans la remarque précédente - est la possibilité d'obtenir des photons d'énergie continûment variable $E = E_o^+ + \frac{1}{2} m_o c^2$ en faisant varier l'énergie des électrons incidents sur la cible d'annihilation.

Un autre intérêt de cette méthode est que les valeurs finales, obtenues par la soustraction de deux mesures, donneront un résultat expérimental directement exploitable ne nécessitant pas de méthodes mathématiques compliquées, qui peuvent toujours amener des effets perturbateurs.

II.B. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Pour obtenir un faisceau de rayons gamma quasi monochromatiques il suffit donc de disposer d'une source intense de positons de spectre en énergie étendu, de les sélectionner en énergie et de les guider vers une cible d'annihilation. Si le guidage et la sélection en énergie des positons se font facilement à l'aide d'aimants et de lentilles magnétiques, il n'en va pas de même pour la production de ces particules. En effet, les positons sont créés à partir de la matérialisation des rayons gamma, eux-mêmes obtenus par freinage d'électrons dans la matière, ce qui donne, à travers ces deux processus nucléaires, un rendement très faible

de conversion ; il faut donc disposer de sources intenses d'électrons primaires pour pouvoir espérer un faisceau de positons polyénergétiques suffisamment intense pour donner, après annihilation, un nombre de photons acceptable. C'est seulement avec l'apparition des accélérateurs linéaires d'électrons pouvant accélérer des faisceaux de particules de plusieurs kilowatts de puissance moyenne qu'ont pu être entreprises des expériences photonucléaires avec des rayonnements gamma obtenus par annihilation en vol de positons.

Les deux phénomènes nucléaires (Bremsstrahlung et création de paires) responsables de la transformation électrons-photons-positons ayant des rendements proportionnels au carré du numéro atomique du corps dans lequel ils se produisent (formules II.7 et II.15) seront réalisés dans une unique cible que l'on appellera le convertisseur électron-positon.

L'installation de production de rayonnements gamma monochromatiques réalisée à Saclay auprès de l'accélérateur linéaire de 65 MeV par C. Tzara et son équipe se compose, comme on peut le voir sur la figure II.5, des différents éléments suivants :

a) Accélérateur linéaire d'électrons ;

b) Lentille magnétique focalisant le faisceau d'électrons primaire sur le convertisseur e^-/e^+ ;

c) Cible de conversion e^-/e^+ ;

d) Lentille magnétique regroupant les positons émis par le convertisseur ;

e) Monochromateur permettant de sélectionner les électrons d'une énergie donnée ;

f) Lentille magnétique focalisant le faisceau d'électrons sur la cible d'annihilation ;

g) Cible d'annihilation ;

h) Aimant permettant de débarrasser le faisceau de rayons gamma des positons non annihilés ;

i) Capteur dit de "Faraday" destiné à arrêter et à compter le nombre de particules déviées par l'aimant "h" ;

j) Absorbant hydrogéné destiné à diminuer l'importance de la queue radiative du spectre des rayons gamma.

Dans ce qui va suivre, nous donnerons les caractéristiques de l'accélérateur linéaire "a", de la cible de conversion "c", de l'optique magnétique constituée des éléments "b", "d", "e", "f", et de l'ensemble cible d'annihilation "g" - absorbant "j" -. Le capteur de Faraday "i" sera décrit en détail dans le chapitre suivant consacré à la mesure des caractéristiques des faisceaux d'électrons et de rayons gamma.

II.B.1. *Accélérateur linéaire d'électrons* . Cet appareil a été étudié, construit et mis en place par la Compagnie Générale de Télégraphie Sans Fil en 1958 [Réf.II.13] et depuis cette date amélioré conjointement par le C.E.A. et cette Société [Réf.II.14-15]. Schématiquement, une telle machine se compose d'un guide d'ondes à iris accordé à 3.000 MHz permettant de synchroniser une onde hyperfréquence avec un faisceau de particules chargées et de transmettre l'énergie de celle-là à celui-ci. Ce guide est alimenté en énergie par des ensembles de puissance constitués essentiellement d'une alimentation et d'un klystron amplificateur. En raison des puissances mises en jeu, cet appareil fonctionne en impulsions de durée et de fréquence variables.

En 1970, ses caractéristiques étaient les suivantes :

Nombre de sections	:	4
Energie à courant nul	:	80 MeV
Droite de charge	:	6,5 mA/MeV
Puissance maximale du faisceau	:	8 kW
Cycle utile maximal	:	1 pour mille
Puissance U.H.F. crête injectée	:	20 MW
Puissance U.H.F. moyenne injectée	:	24 kW
Fréquence de répétition	:	250, 500, 1.000 Hz

Largeur d'impulsion :

continûment variable de 200 ns à 2 µs

par valeurs discrètes : 10, 20, 50, 100 ns.

Evidemment, suivant la largeur d'impulsion, l'intensité crête accélérable varie de la façon suivante :

100 mA	pour	2 µs
1,4 A	pour	50 ns
3,3 A	pour	10 ns

Les caractéristiques habituellement utilisées pour les expériences photonucléaires sont les suivantes :

Energie	:	65 MeV
Courant crête	:	50 mA
Largeur d'impulsion	:	2 µs
Fréquence de répétition	:	500 Hz
Puissance moyenne du faisceau	:	3,25 kW

II.B.2. *Convertisseur électrons-positons* . Dans les rapports précédemment cités, C. Tzara a exposé le principe du calcul du rendement d'un convertisseur e^-/e^+ en faisant certaines approximations qui permettent d'obtenir le résultat sous forme analytique. Ces approximations consistent à diviser le convertisseur en deux parties d'épaisseur m_1 et m_2 et à dire que les photons sont créés uniquement dans m_1 et les paires uniquement dans m_2, les contributions de m_2 au premier processus et de m_1 au deuxième étant négligeables.

L'épaisseur m_1 de la première partie du convertisseur est choisie de telle façon que les électrons incidents perdent par freinage (formule II.6) à peu près la moitié de leur énergie et que les photons ainsi créés soient très peu atténués entre le moment de leur création et le moment de leur matérialisation (formule II.14).

L'épaisseur m_2 de la deuxième partie du convertisseur est choisie suffisamment faible pour que les positons créés soient très peu dégradés en énergie (formule II.1) et que leur angle d'émittance ne soit pas trop grand (formule II.3)_

L'optimalisation des valeurs de m_1 et de m_2 conduit à prendre en général pour l'épaisseur totale $m_1 + m_2$ une longueur de radiation.

A partir de ces considérations, on aboutit à une formule donnant le rendement de conversion e^-/e^+ pour une cible constituée par un matériau M (A, Z), en fonction de l'énergie des électrons incidents et des positons émis. Selon les gammes d'énergie considérées, la formule se simplifie et l'on aboutit, dans le cas qui nous intéresse (c'est-à-dire pour des énergies comprises entre 2,5 et 100 MeV), à l'expression suivante :

$$\frac{d\nu}{dE_+} = 3 \times K \times \left\{ \frac{1}{E} (\log E - 0,2) - \frac{1}{E_-} (\log E_- - 0,2) + \frac{0,6}{E_-} (\log E_- - \log E) - \frac{0,25}{E_-} \left[(\log E_-)^2 - (\log E)^2 \right] \right\} \qquad \text{(II.16)}$$

$$\text{avec } K = 1,9\, m_1 m_2 \frac{E^2 E_-^2}{m_1 E^2 + \frac{m_2}{2} E_-^2} \theta^2 \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot 10^{-6}$$

où m_1 et m_2 sont exprimées en g/cm^2.

E_- = énergie cinétique des électrons incidents (MeV)

$E = 1,1 \times E_+ + 1$

E_+ = énergie totale des positons (en MeV)

θ = demi-angle au sommet du cône d'émittance du faisceau de positons (en radians)

$\frac{d\nu}{dE_+}$ = rendement par bande de 1 MeV.

Le fait que le rendement soit proportionnel à l'énergie des électrons incidents ne doit pas nous faire oublier qu'en réalité cette énergie est liée aux caractéristiques de l'accélérateur fournissant ces particules. En effet, cette machine travaillant avec de l'énergie hyperfréquence stockée dans ses cavités, ne pourra fournir des électrons d'énergie élevée qu'au détriment de leur nombre, d'où la nécessité de réaliser un compromis entre ces deux paramètres. C'est pourquoi, pour illustrer ces calculs, nous ne donnerons pas les rendements bruts que l'on pourrait espérer, mais plutôt les courants réels de positons (Fig.II.6) auxquels

on peut s'attendre avec les caractéristiques de l'accélérateur données au paragraphe II.B.1., suivant les réglages possibles de l'énergie de cette machine. Nous introduirons dans les formules les paramètres se rapportant à notre installation, c'est-à-dire :

matériau du convertisseur : or (Z = 79, A = 197)

épaisseur du convertisseur : 5 g/cm^2 (m_1 = 3, m_2 = 2)

angle d'admittance : 0,04 radian

le courant de positons est calculé par bande d'énergie de 1 MeV.

En examinant les courbes de la figure II.6, nous nous apercevons que si, dans un premier temps, le courant de positons croît avec l'énergie des électrons incidents, il n'en va plus de même à partir de 45 MeV où ce courant décroît notablement pour devenir évidemment nul à 80 MeV. Il sera donc nécessaire de régler l'accélérateur suivant l'énergie des positons à laquelle nous désirons travailler.

Remarque : Le rendement de conversion étant maximal pour $E_o = 0{,}4\ E_-$, on peut, à partir de la formule (II.16), tirer une expression simplifiée donnant le rendement au voisinage de cette énergie. Pour notre installation, et par bande de 1 MeV on obtient :

$$\left(\frac{d\nu}{dE_+}\right)_{max} = 1{,}16 \times 10^{-4} \cdot \theta^2 E_- (1{,}04 \log E_- - 1{,}84) \qquad \text{(II.17)}$$

Ce qui donne, avec les paramètres de notre installation, un rendement de conversion maximal de l'ordre de 2×10^{-5} (par bande de 1 MeV) au voisinage des caractéristiques nominales de l'accélérateur.

II.B.3. Optique magnétique . Elle se compose principalement de lentilles quadrupolaires assurant la focalisation et guidage des faisceaux d'électrons et d'un monochromateur permettant de sélectionner les particules d'une énergie donnée dans une certaine bande grâce à une fente réglable.

Le monochromateur, élément principal du système, se compose de trois aimants

qui donnent, dans le plan vertical un faisceau parallèle de particules, pourvu que le faisceau incident soit, lui aussi, parallèle et, dans le plan horizontal, une focalisation sur l'axe du dispositif dans le plan médian de l'aimant central. Ces propriétés sont vraies tant que le monochromateur est réglé sur l'énergie E_o des particules qui le traversent ; par contre, si cette condition n'est plus respectée, la focalisation a toujours lieu dans le plan médian mais en dehors de l'axe du système à une distance proportionnelle à la différence entre l'énergie de réglage et l'énergie des particules. Ainsi, si l'on met une fente sur l'axe du système et dans le plan médian de l'aimant central, on pourra opérer une sélection en énergie des particules, sélection d'autant plus précise que la fente est plus étroite.

Afin de tester les possibilités et d'améliorer, si possible, les performances de l'optique magnétique, deux programmes ont été écrits [Réf.II.16-17], l'un en digital, l'autre en hybride permettant de calculer et de tracer les trajectoires des particules ayant des paramètres différents (énergie, vitesse transversale, décentrement, etc.). Chacun de ces programmes se décompose en deux parties décrivant, l'une les phénomènes entre la sortie de l'accélérateur et le convertisseur, l'autre les phénomènes entre la sortie de ce même convertisseur et la cible à étudier. L'extrapolation au-delà de la cible d'annihilation permet de connaître les trajectroires du faisceau de rayons gamma créé puisque l'on admet que ces trajectoires sont les mêmes que celles qu'auraient eu les positons s'ils n'avaient pas été annihilés.

Les figures II.7,8,9 montrent le type de résultats que l'on obtient avec le calcul hybride : chaque ligne représentant la trajectoire d'un électron admis sous un certain angle. Toutes les trajectoires d'une même figure concernent des électrons de même énergie E_o, celle-ci pouvant être identique ou différente de l'énergie sur laquelle l'optique magnétique est réglée (E_m). Enfin, sur ces trois figures, le doublet "f" de l'optique normale est remplacé par un triplet (dans le but de tester de nouvelles propriétés de l'optique) ; ceci affecte la focalisation

des particules au niveau de la cible d'annihilation "g", mais ne change en rien le principe de la sélection en énergie.

L'axe des abscisses (curviligne dans la réalité, mais redressé pour la commodité du calcul) représente la trajectoire d'une particule émise dans l'axe de l'accélérateur, perpendiculairement à la cible de conversion et au centre de celle-ci ; sur cet axe, la fente d'analyse est située en A2. L'axe des ordonnées représente le déplacement transversal des particules, nous y avons donc fait figurer le tube à vide qui limite physiquement les trajectoires.

Ainsi, la figure II.7 montre la projection, sur un plan horizontal, des trajectoires des particules dont l'énergie E_o est la même que celle sur laquelle est réglée l'optique magnétique E_m ; on note une très forte focalisation au niveau de la fente A2, ce qui veut dire que tous les électrons sortent du système. La figure II.8 montre les mêmes trajectoires mais projetées sur un plan vertical qui, comme nous l'avons vu, ne joue aucun rôle dans la sélection en énergie.

La figure II.9 montre la projection dans un plan horizontal des trajectoires des particules dont l'énergie est supérieure de 1 % à l'énergie de réglage de l'optique ; la focalisation se fait toujours dans le plan médian, mais en dehors de l'axe du système, ce qui signifie que les particules ne peuvent plus passer à travers la fente et sont donc arrêtées. Ainsi, en faisant varier l'ouverture de cette fente, on pourra sélectionner les électrons dans une bande d'énergie variable, mais on ne pourra pas sans cesse diminuer cette largeur car on se heurterait aux défauts du système qui imposent une résolution intrinsèque limite. Cette résolution dépendra, par exemple, comme les calculs l'ont montré, du sens des champs dans la lentille quadrupolaire "d", mais malheureusement l'augmentation de cette résolution par un choix judicieux de ce sens sera accompagnée d'une diminution du nombre de particules traversant le système. Ainsi, pour obtenir un courant maximal, on devra se contenter d'une résolution intrinsèque en énergie de 1,65 % (pour le réglage dit à "1 %"). La résolution réelle de 1 % s'accompagnerait d'une réduction de courant de particules rendant plus délicates les expériences photonucléaires.

De ces études, nous avons pu tirer la valeur de l'angle d'admittance θ de notre dispositif qui nous a servi à calculer les rendements de conversion de la cible d'or. Cet angle est défini comme l'angle maximal auquel un électron peut être accepté dans le système sans jamais toucher les parois. Il est évidemment différent selon que l'on se place dans un plan ou dans un autre puisque les lentilles quadrupolaires n'ont pas les mêmes caractéristiques dans les deux plans. De la sorte, nous avons trouvé :

θ_H = 0,064 radian

θ_V = 0,025 radian

Une étude en cours plus poussée sur le comportement des trajectoires électroniques près de la fente nous laisse penser que ces valeurs sont trop optimistes et qu'il faudrait certainement les diminuer de 30 à 40 % !

II.B.4. Obtention du faisceau de rayons gamma . Le choix du matériau constituant la cible d'annihilation va être guidé par les considérations exposées au paragraphe II.A.5., à savoir la minimisation de l'importance de la queue radiative (proportionnelle aux pertes d'énergie par Bremsstrahlung donnée par la formule II.9) par rapport au nombre de photons d'annihilation en vol de positons (formule II.13). Cette importance peut être caractérisée par le facteur S qui s'exprime pour un matériau composé de la molécule $m_i(A_i,Z_i)$:

$$S = \frac{\sum m_i Z_i^2}{\sum m_i Z_i}$$

Plus S est petit, plus le matériau est favorable pour la production de photons d'annihilation, ainsi :

S = 1 pour l'hydrogène

S = 2,5 pour le fluorure de lithium

S = 3 pour le lithium

etc ...

Le choix de l'épaisseur de la cible est fait en réalisant le meilleur compromis entre le nombre de photons et la résolution désirés. Cette résolution, c'est-à-dire la largeur du pic d'annihilation, étant déterminée essentiellement par la perte d'énergie par collision, va constituer aux basses énergies un handicap certain car elle va conduire à prendre des cibles très minces, donc à avoir des rendements d'annihilation très faibles.

Si l'on ne considère que le facteur S, l'hydrogène est le matériau le plus approprié à la production de photons par annihilation ; malheureusement, outre les difficultés technologiques d'utilisation, son emploi n'est pas possible à des énergies inférieures à 100 MeV car les parois du récipient nécessaire pour le contenir, ayant obligatoirement un S plus élevé, vont enrichir le spectre parasite d'une manière inacceptable. De plus, les pertes d'énergie par collision étant très importantes, il faudra, pour conserver une résolution correcte, utiliser une cible de très faible épaisseur, ce qui ne fera qu'accroître l'inconvénient précédemment cité.

Finalement, le lithium, d'une mise en oeuvre facile, a été retenu sur l'installation de Saclay, pour laquelle on dispose de plusieurs cibles pouvant être amenées automatiquement dans le faisceau de positons. Les épaisseurs de ces cibles sont 65, 160 et 225 mg/cm^2, donnant des pertes par collision de 87, 264 370 keV pour la plage d'énergie qui nous intéresse (de 5 à 30 MeV). Dans le prochain chapitre, nous verrons comment déterminer théoriquement le nombre et la résolution du spectre de rayons gamma.

On peut encore diminuer le rapport queue/pic du spectre de rayons gamma en lui faisant traverser un matériau atténuant plus les rayonnements gamma de faible énergie (spectre parasite) que ceux de grande énergie (pic d'annihilation), réalisant ainsi un filtre passe-haut pour les radiations électromagnétiques. Nous avons porté, sur la figure II.10, pour 1 g/cm^2 de différents matériaux, le rapport de la transmission des rayons gamma d'énergie E à la transmission des rayons gamma de 5 MeV en fonction de l'énergie E. L'examen de cette

figure montre, qu'ici encore, l'hydrogène est le meilleur filtre, mais nous le rejetons pour les mêmes raisons que précédemment. Viennent ensuite les matériaux composés du radical CH_2, comme la paraffine ou le polyéthylène, qui sont finalement utilisés vu leur commodité d'emploi. La figure II.11 montre a) un spectre de rayonnement classique obtenu par annihilation, b) le même spectre après passage à travers 34 g/cm^2 de paraffine.

On voit, sur cette figure, que le filtre a bien rempli son rôle et que la queue parasite est nettement atténuée ; malheureusement, comme le laissaient prévoir les courbes de la figure II.10, l'amplitude du pic d'annihilation a, elle aussi, diminué, ce qui obligera, quand on choisira l'épaisseur du filtre, à faire un compromis entre le nombre et la pureté du spectre de rayons gamma désirés. En effet, l'installation comporte d'autres sources de bruits et un nombre trop faible de photons d'annihilation pourrait conduire à un rapport final signal/bruit beaucoup trop bas ne permettant pas de faire les mesures avec une précision suffisante.

Pour une épaisseur donnée de matériau, on peut chiffrer le gain obtenu en terme du rapport R = signal/bruit en assimilant la surface du pic d'annihilation au signal et la surface de la queue au bruit, puis en comparant les rapports avant et après le filtrage. Le tableau suivant donne les gains obtenus sur R à 8 et à 23,3 MeV pour 18 g de polyéthylène qui sont l'épaisseur et le matériau finalement retenus pour notre installation. Dans la dernière colonne, nous avons indiqué l'atténuation subie par le pic d'annihilation.

E (MeV)	R		gain sur R (%)	Atténuation du pic
	avant filtrage	après filtrage		
8	0,091	0,146	60	1,5
23,3	0,009	0,015	61	1,3

Il aurait été normal de penser que l'effet de filtre serait plus important à haute énergie qu'à basse énergie en raison de la plus grande amplitude de la queue parasite ; s'il n'en est rien, c'est qu'à l'augmentation d'énergie correspond une diminution de l'importance du pic d'annihilation vis-à-vis de la queue de Bremsstrahlung, ce qui compense la première propriété : on a donc, sur toute la plage de fréquence qui nous intéresse, un gain sur R voisin de 60 %.

CONCLUSION

La meilleure conclusion que l'on puisse faire à ce chapitre est de montrer les trois spectres, clé de la méthode d'obtention des photons par annihilation en vol de positons.

La figure II.12 montre les photographies de ces spectres détectés au point Z de la zone expérimentale (Fig.II.5), par un cristal de INa(Tl) de 8" × 8" :

- a) spectre de photons produit par la cible d'annihilation quand elle est bombardée par des positons de 15 MeV ;

- b) spectre de photons résultant du freinage des négatons de même énergie dans la cible de lithium ;

- c) spectre résultant de la différence des précédents représentant le véritable spectre de photons monochromatiques.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II

[II.1] C. TZARA, Une méthode de production de photons énergétiques de spectre étroit, C.R. Acad. Sci., 245 (1957) 56.

[II.2] J. MILLER, C. SCHUHL, G.TAMAS et C. TZARA, Résultats préliminaires sur une source de photons monochromatiques produits par annihilation en vol de positons, C.R. Acd. Sci., 249 (1957) 2543.

[II.3] C. TZARA, Production de photons de spectre étroit à partir d'électrons de grande énergie, rapport C.E.A. 814 (1958).

[II.4] C. TZARA, Calcul du rendement de conversion e^+/e^-, note interne SPNME du 15.1.1962.

[II.5] C. TZARA, Rendement en positons et en photons d'annihilation d'accélérateur linéaire d'électrons, rapport interne SPNME n°6.

[II.6] C. SCHUHL et C. TZARA, Monochromateur de positons en secteur d'orange, rapport C.E.A. 1726 (1961).

[II.7] M. BERNARDINI, J. MILLER, C. SCHUHL, G. TAMAS et C. TZARA, Mesure du rendement de conversion négatons-positons, rapport C.E.A. 2 212 (1962).

[II.8] J. MILLER, C. SCHUHL, G. TAMAS et C. TZARA, Photons monochromatiques d'énergie variable obtenus par annihilation en vol de positons, J. Phys. Radium, 10 (1960) 755.

[II.9] W. HEITLER, The quantum theory of radiation, Oxford.

[II.10] R.D. EVANS, The atomic nucleus, Mac Graw Hill, Book Company Inc., N.Y.

[II.11] BERGER and SELTZER, Tables of energy losses and ranges of electrons and positons, N.A.S.A. Washington D.C.

[II.12] E.F. PLECHATY and J.R. TERRAL, Photon cross sections : 1 keV to 100 MeV, UCRL 50400, vol. VI, (1968).

[II.13] H. LEBOUTET, PICARD et VASTEL, L'onde électrique, 388 (janvier 1957) et rapport C.E.A. 686.

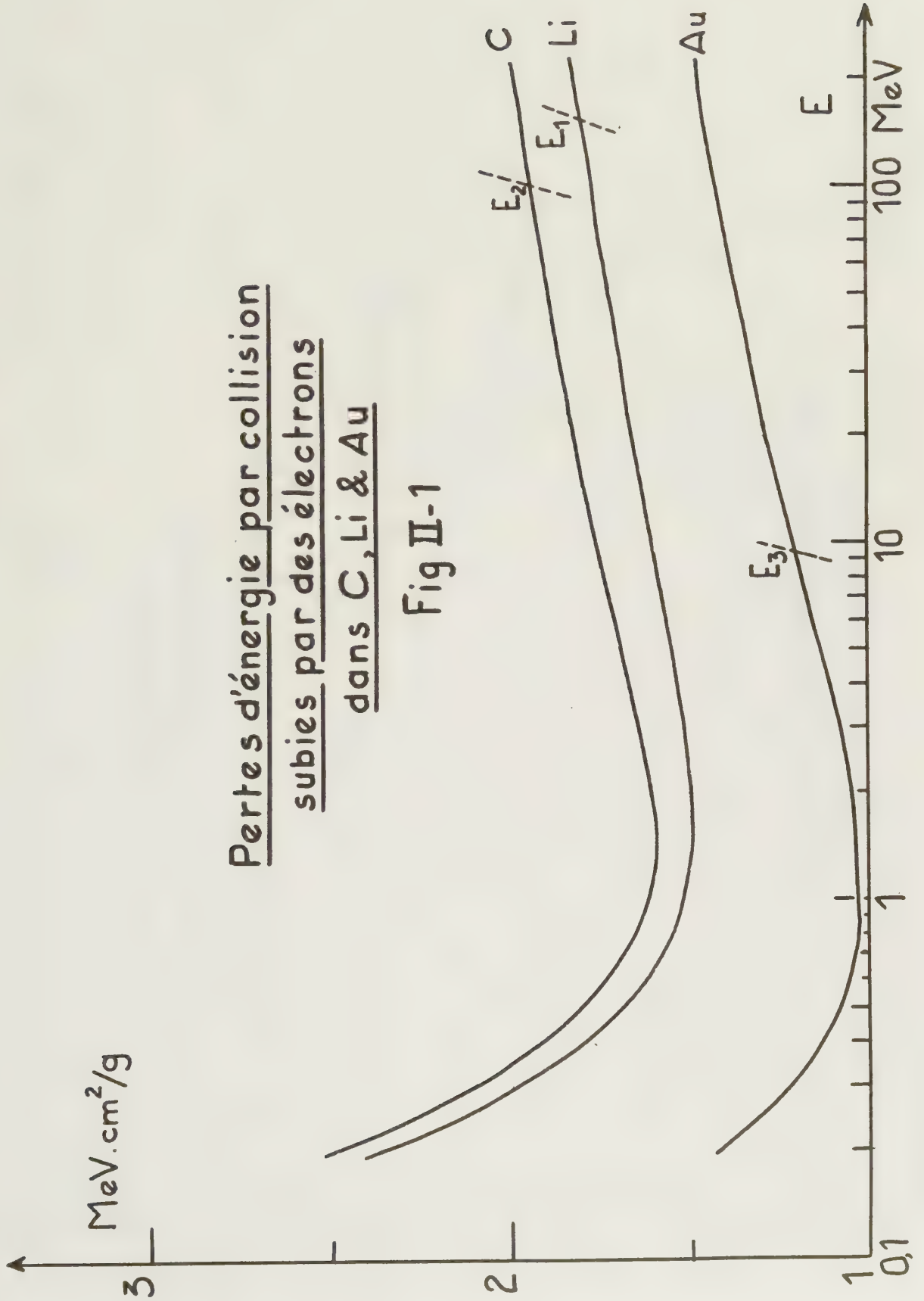
[II.14] R. BERGERE et A. VEYSSIERE, Perfectionnements de l'accélérateur linéaire

d'électrons de Saclay, B.I.S.T. 60 (1962).

[II.15] S. ROLAND, Problème de régulation et d'asservissement d'un accélérateur linéaire d'électrons, C.R. Journées de l'automatique, Grenoble, 29-30 septembre et 1er octobre 1969, Dunod, Paris.

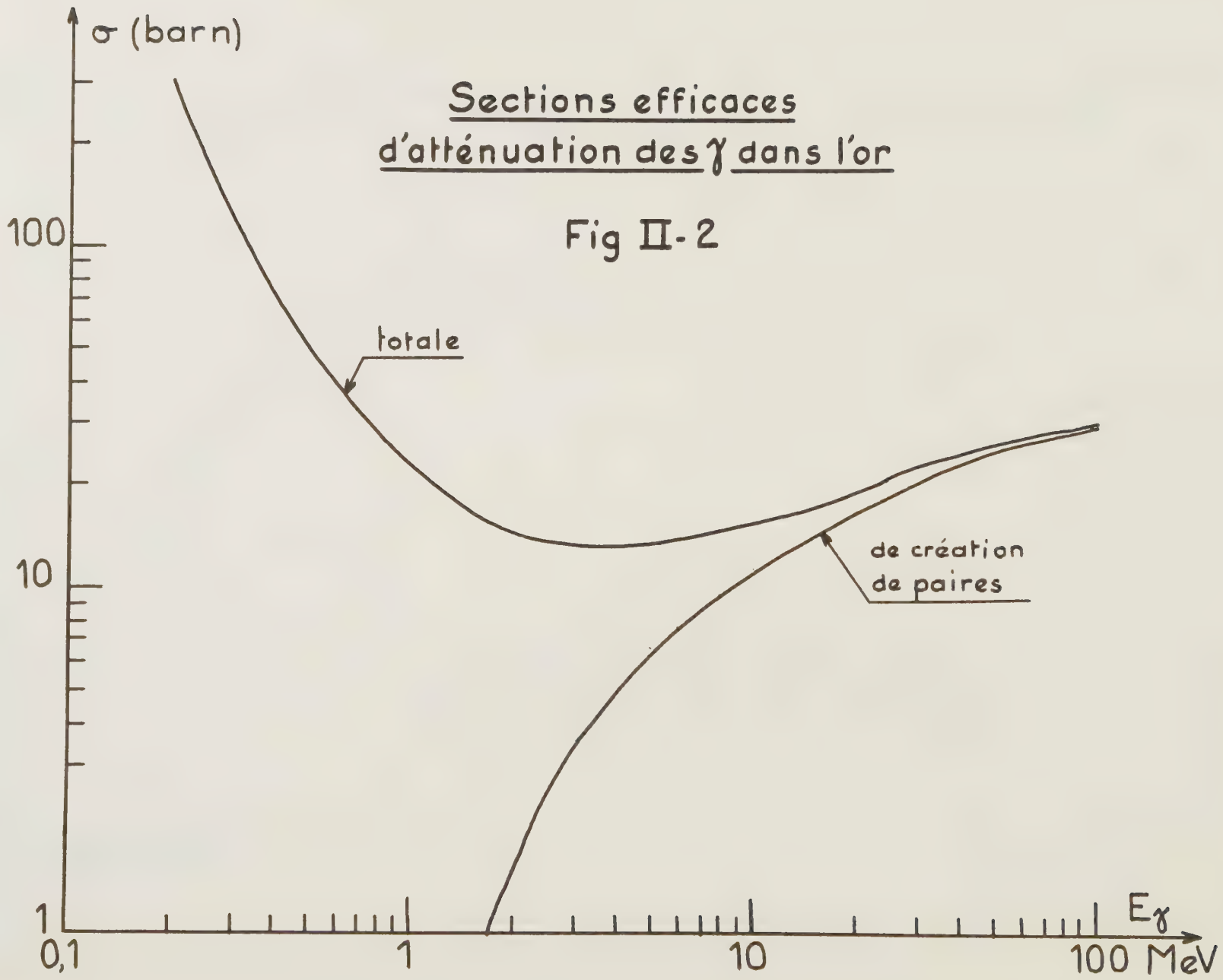
[II.16] J.A. BAYARD, Analyse d'un système de production de photons monochromatiques d'énergie variable, note C.E.A. N-1161 (1969) et thèse de 3e cycle présentée à la Faculté des Sciences d'Orsay.

[II.17] R. ABDON et C. FOURCADE, Simulation du dispositif de transport de particules et sélection en énergie utilisés pour l'étude des réactions photonucléaires du SMPNF, Rapport DPh-N/MF n° 847/71.



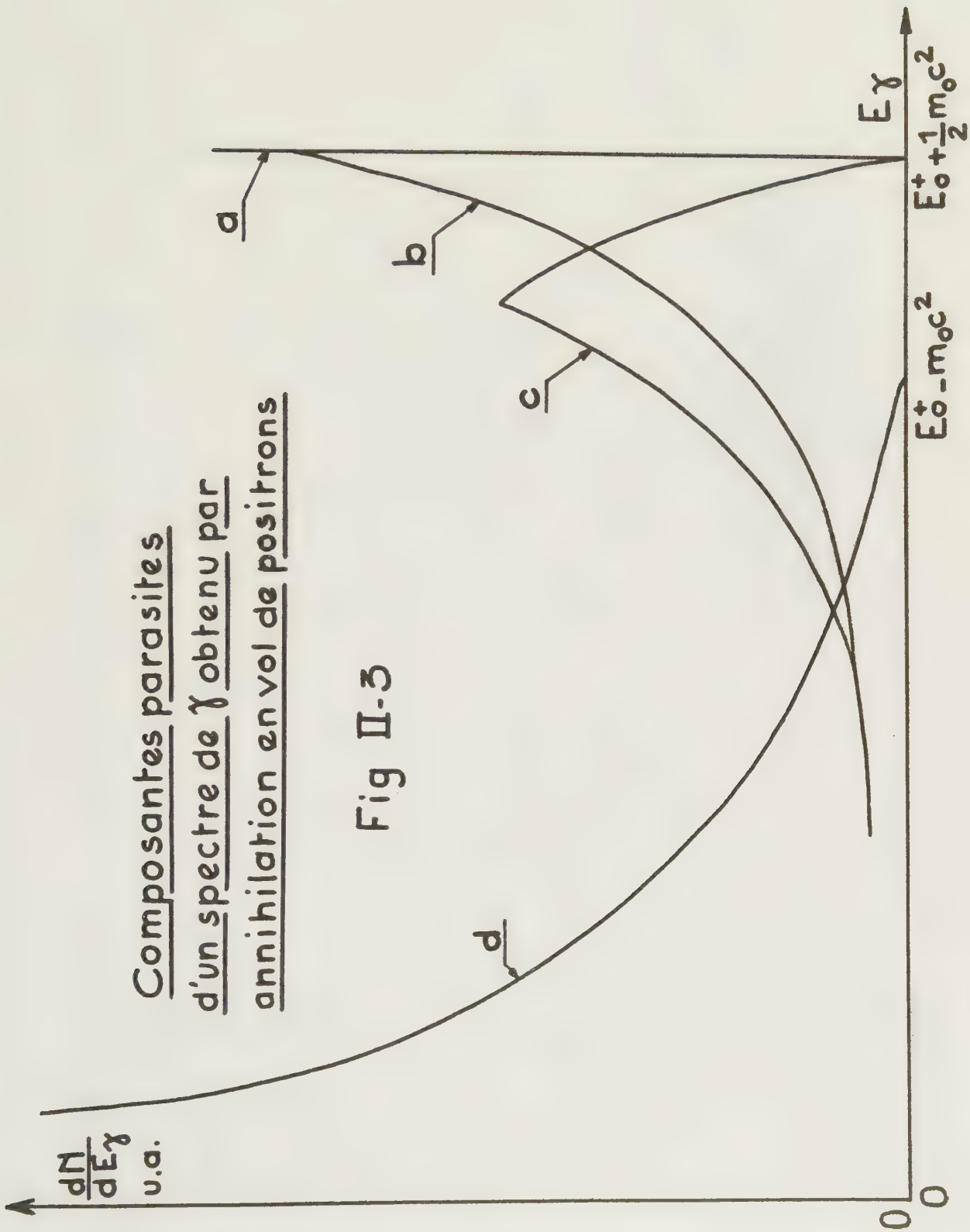
Pertes d'énergie par collision
subies par des électrons
dans C, Li & Au

Fig II-1



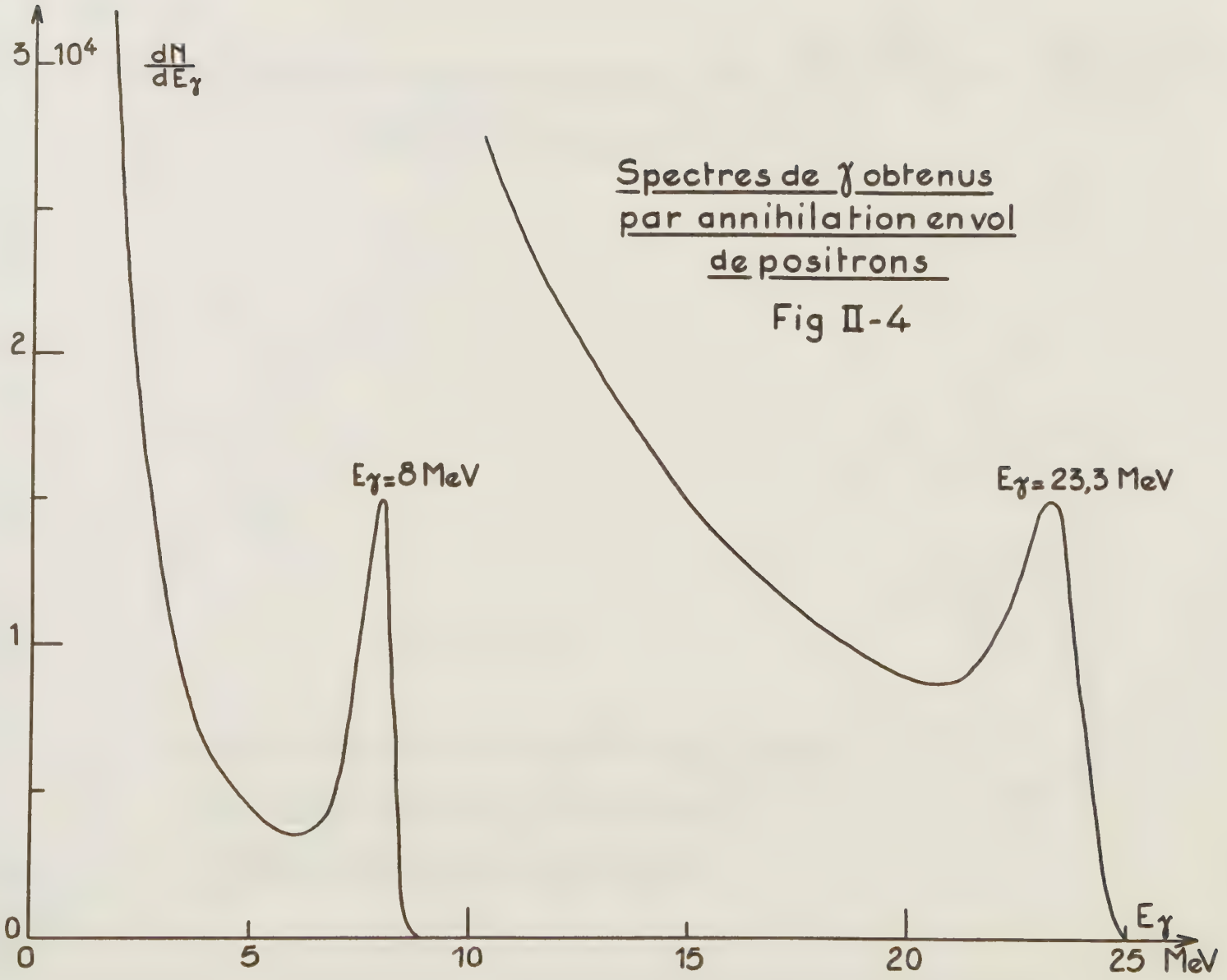
Sections efficaces d'atténuation des γ dans l'or

Fig II-2



Composantes parasites
d'un spectre de γ obtenu par
annihilation en vol de positrons

Fig II-3



Spectres de γ obtenus par annihilation en vol de positrons

Fig II-4

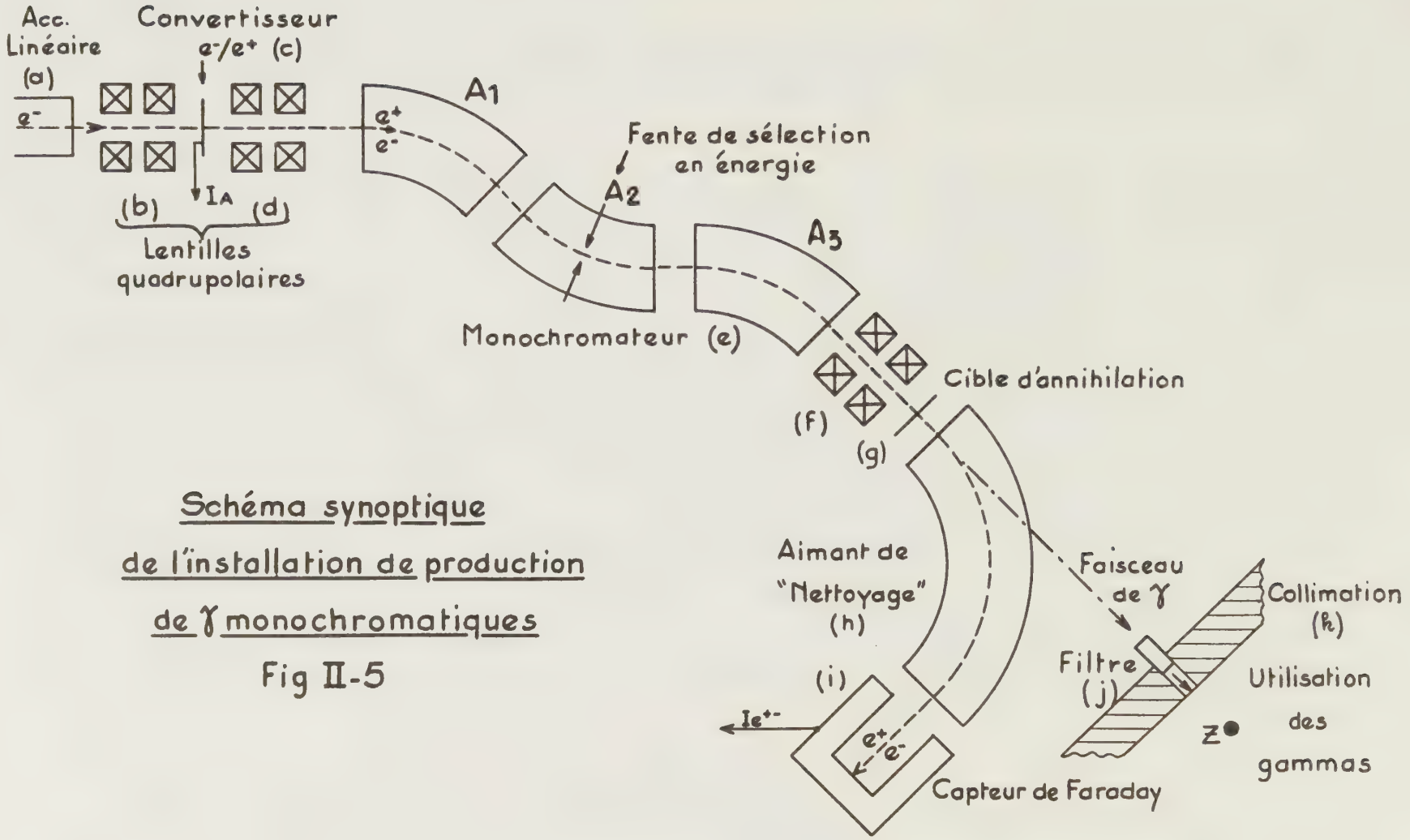
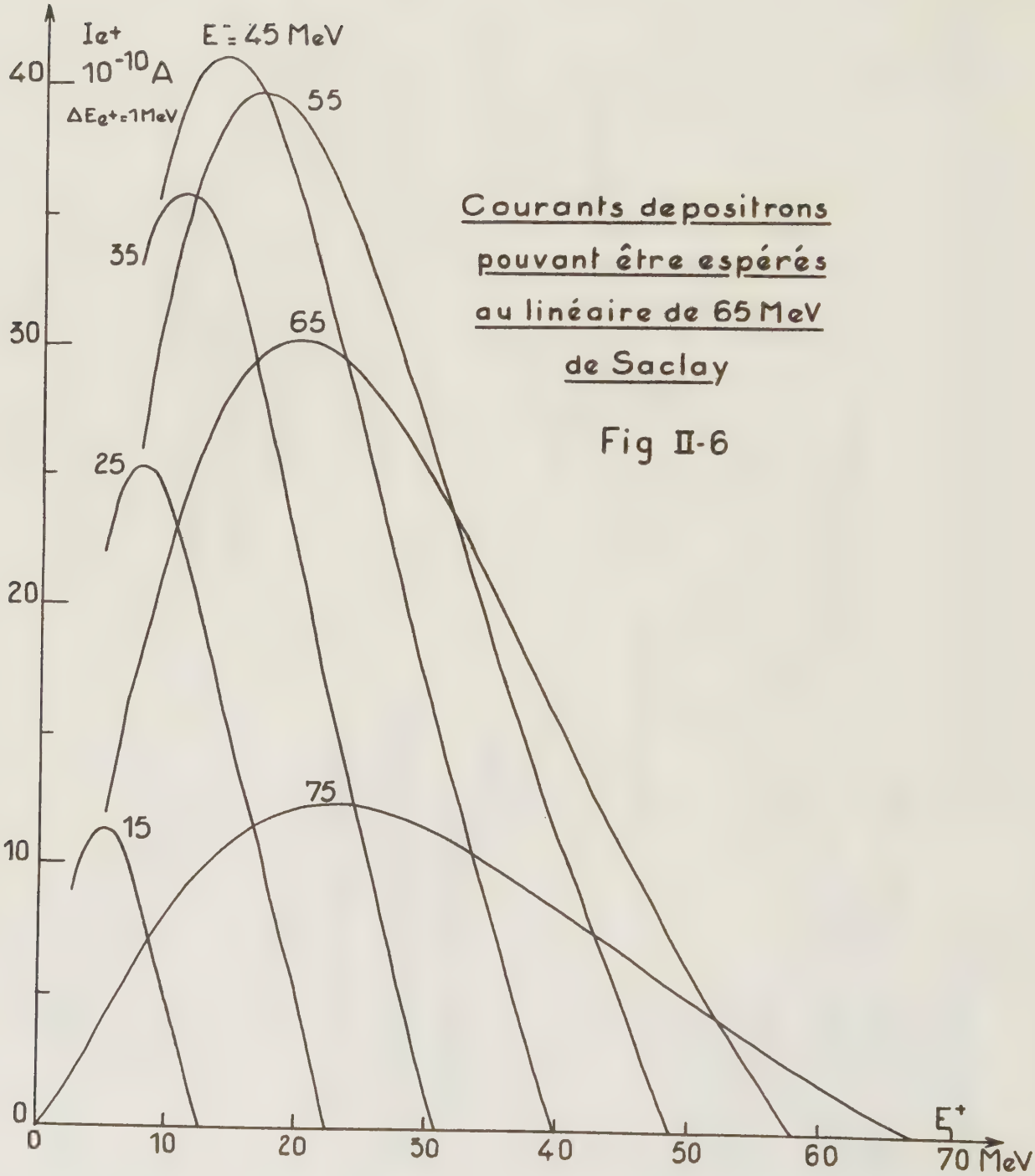


Schéma synoptique
de l'installation de production
de γ monochromatiques

Fig II-5



Courants de positrons pouvant être espérés au linéaire de 65 MeV de Saclay

Fig II-6

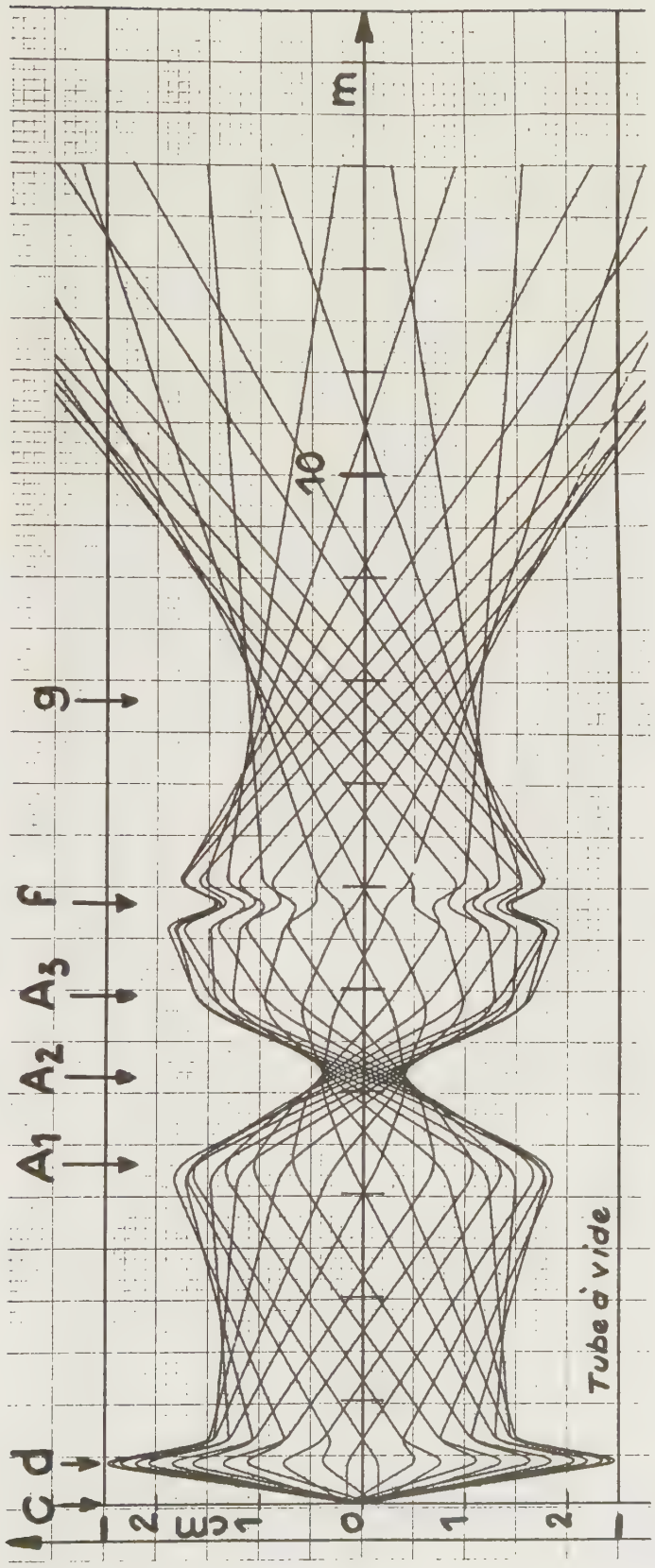

Trajectoires dans un plan horizontal (E₀=Em)
C
d
A1
A2
A3
f
g
m
10
0
1
2
Tube à vide

Fig II-7

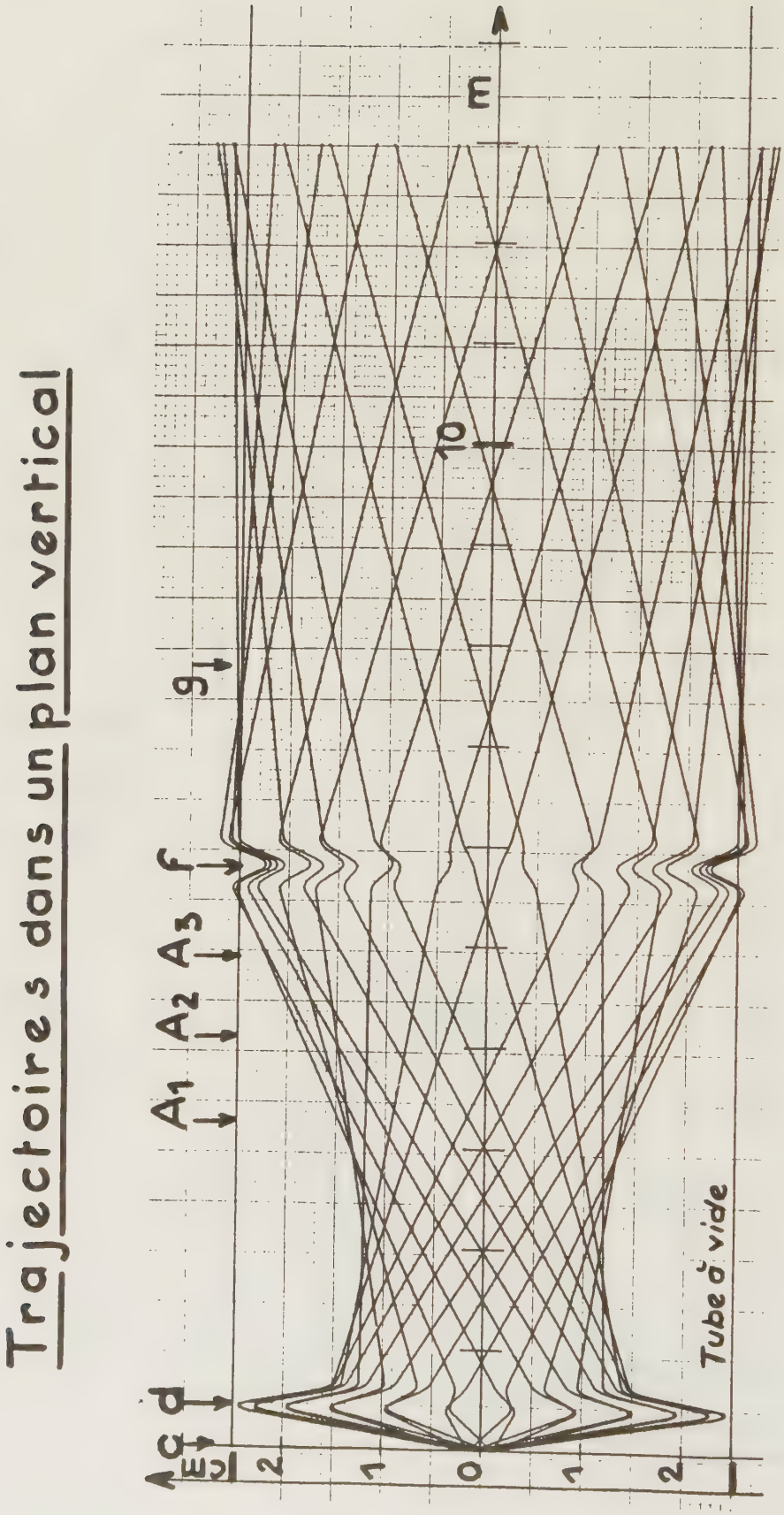

Trajectoires dans un plan vertical
E
10
g_1
f
A_3
A_2
A_1
d
G
Tube d'vide
2
1
0
1
2

Fig II-8

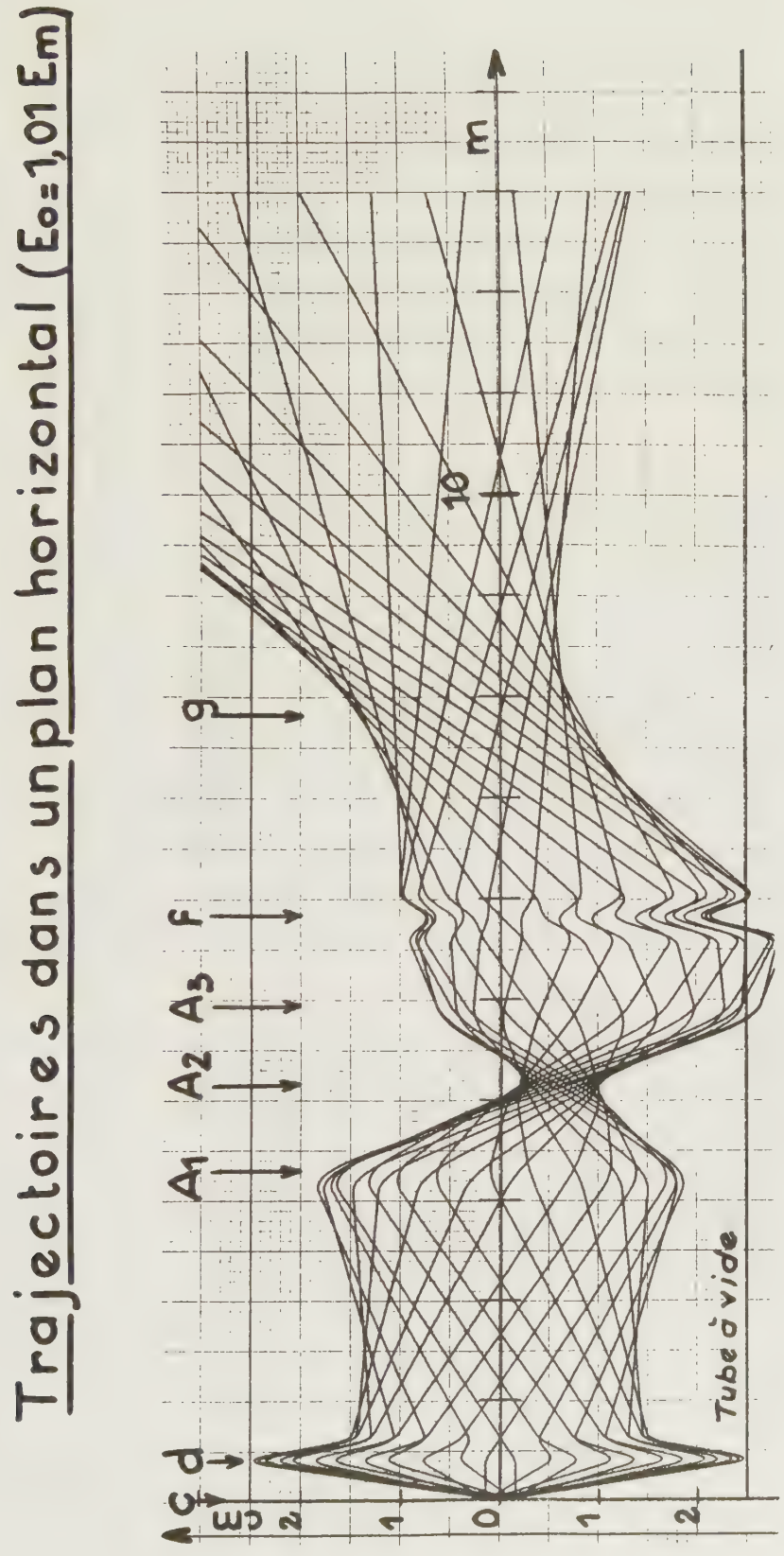
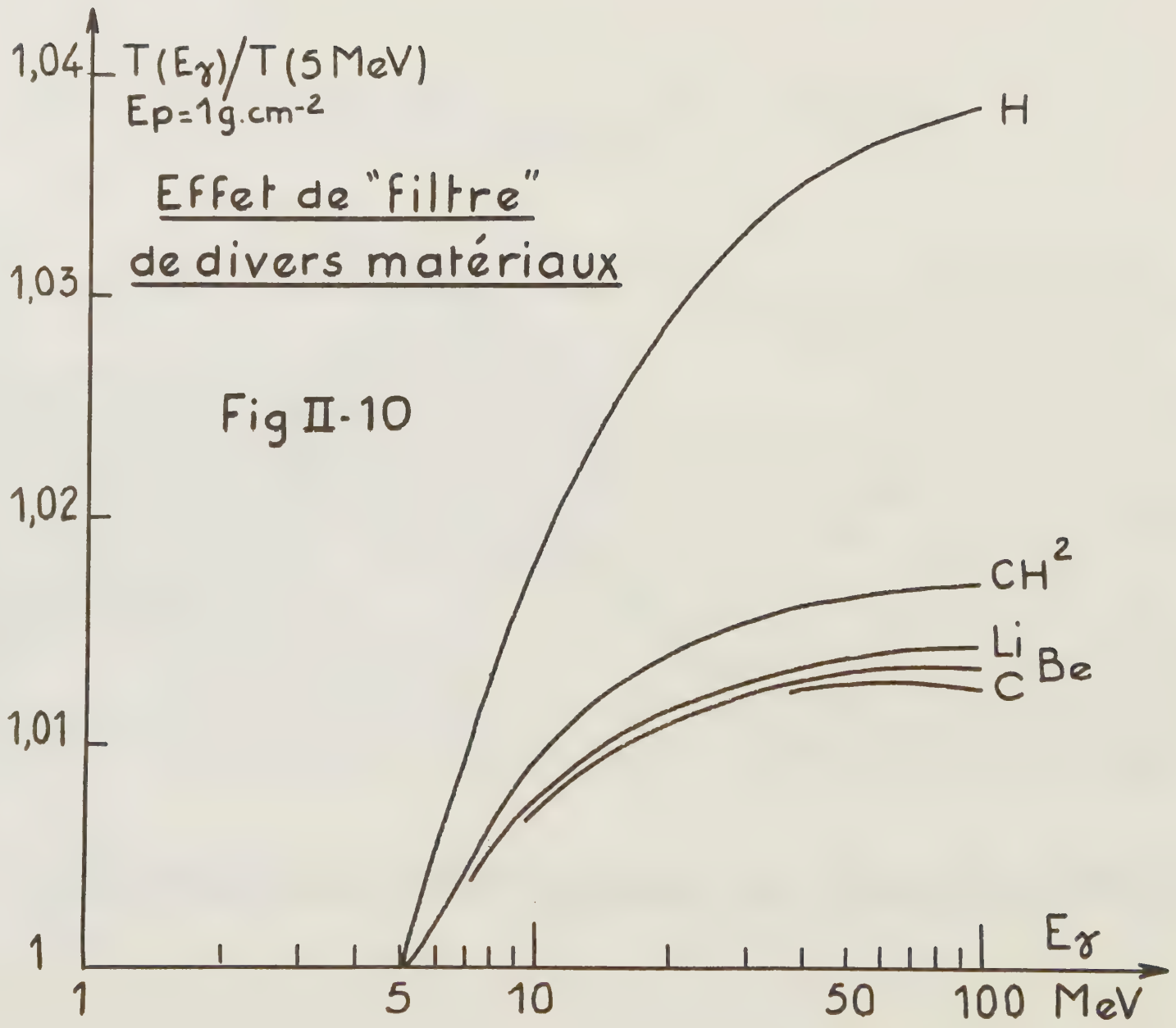
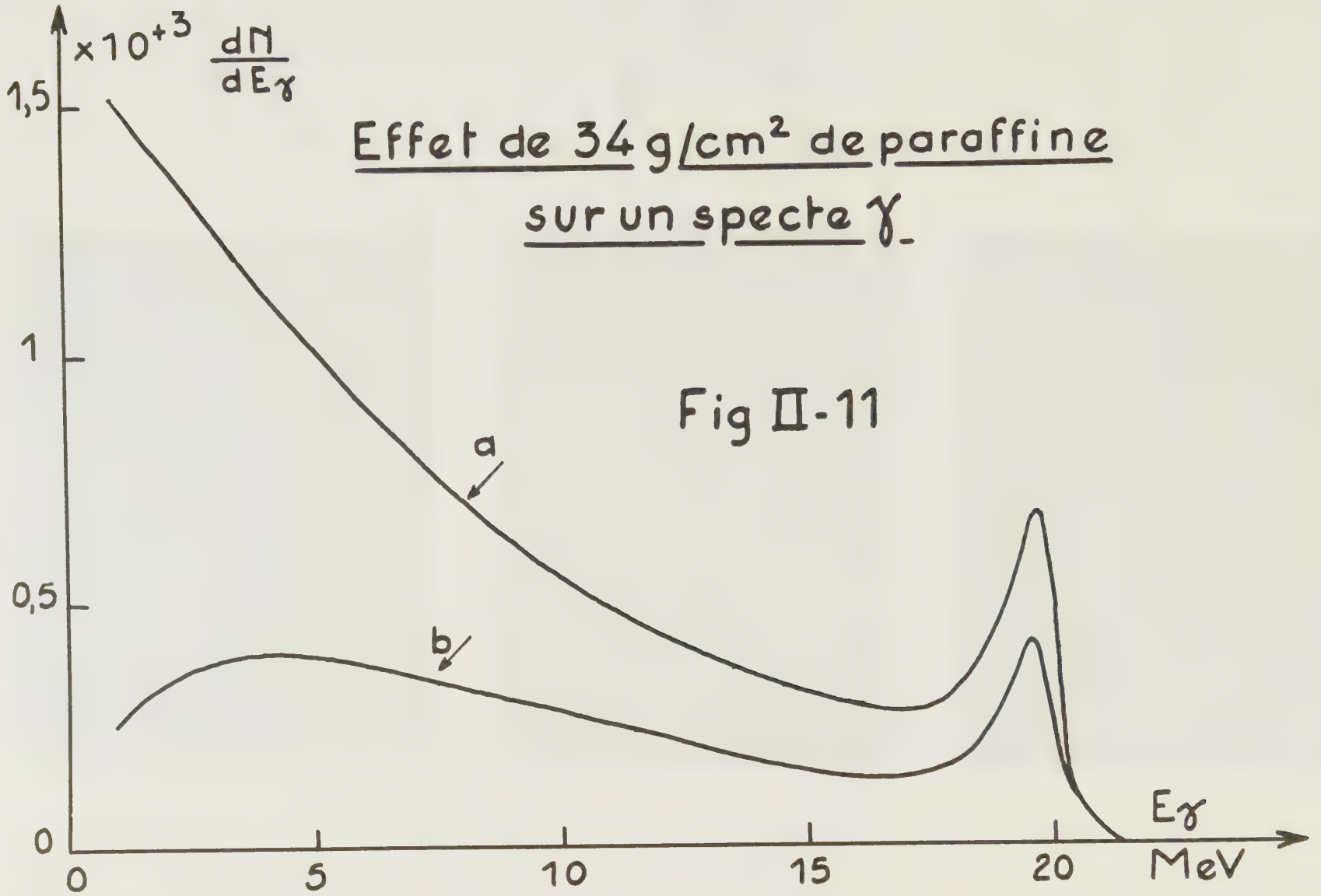
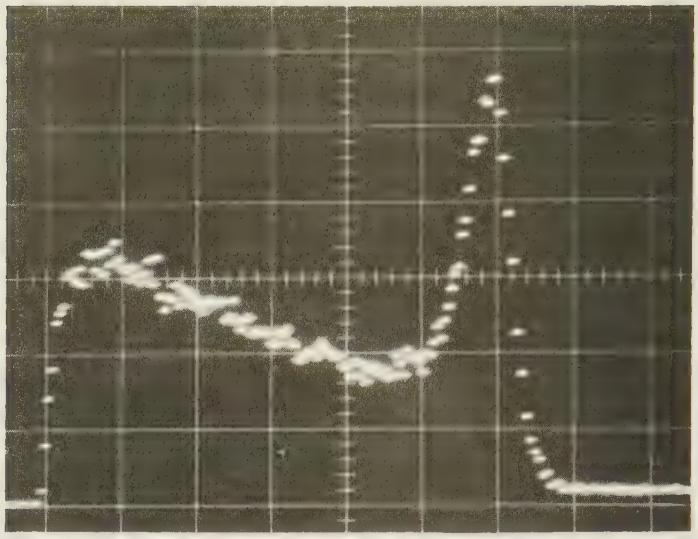

Trajectoires dans un plan horizontal (Eo=1,01 Em)
A1
A2
A3
F
g
m
10
Tube à vide
Cd
2
1
0
1
2

Fig II-9


1,04
T(Eγ)/T(5 MeV)
Ep=1g.cm-2
Effet de "filtre"
de divers matériaux
Fig II-10
1,03
1,02
1,01
1
H
CH2
Li
C
Be
Eγ
1
5
10
50
100 MeV

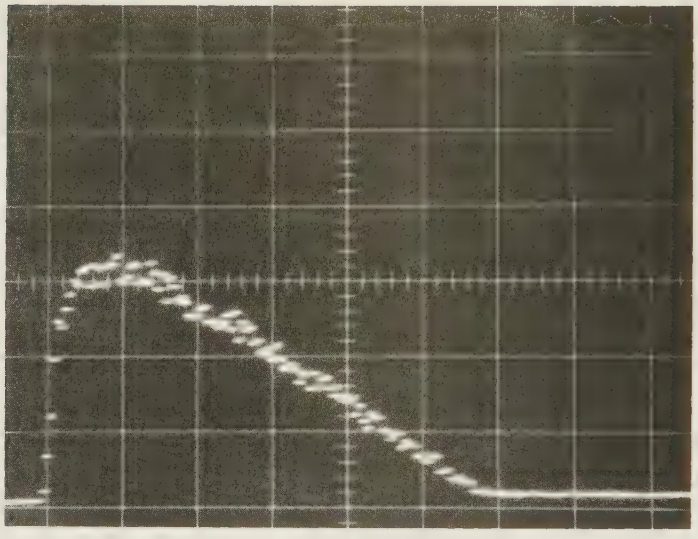

Effet de 34 g/cm² de paraffine
sur un spectre γ.
Fig II-11
×10+3 dN/dEγ
1,5
1
0,5
0
a
b
0
5
10
15
20
Eγ
MeV

a/



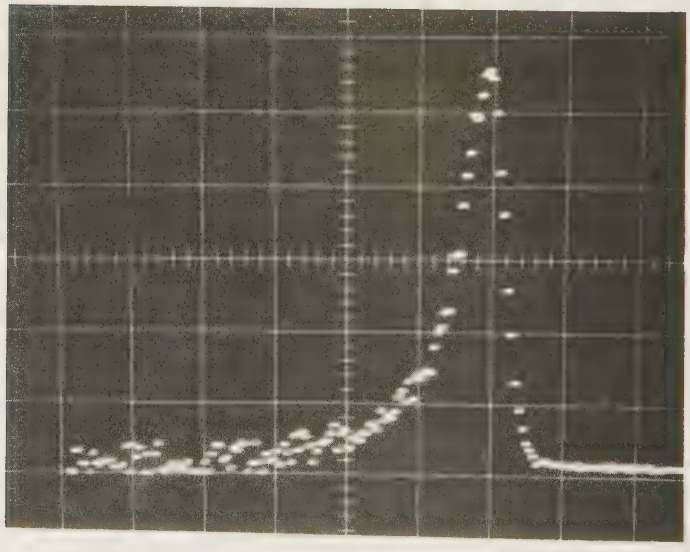
Spectre dû à l'annihilation des positons

b/



Spectre dû au freinage des négatons

c/



Spectre différence

Fig. II-12

Chapitre III

MESURE DES CARACTERISTIQUES DES FAISCEAUX DE PHOTONS ET DE POSITONS

Dans ce chapitre, nous nous proposons de donner la valeur des différents paramètres des faisceaux d'électrons et de rayons gamma dont la connaissance est indispensable pour la réalisation des expériences photonucléaires ; ces paramètres obtenus expérimentalement seront, dans la mesure du possible, comparés à des prédictions théoriques.

Pour mener à bien ces mesures, et par la suite réaliser les expériences, il est nécessaire de connaître avec précision et fidélité le nombre des particules (positons ou négatons) traversant la cible d'annihilation "g" donc, grâce à l'aimant déflecteur "h", tombant sur le capteur de Faraday "i". Cet appareil, constituant un élément important du système, sera décrit en détail dans la première partie de ce chapitre où nous ferons figurer aussi la mesure des courants d'électrons, ce qui permettra de chiffrer le rendement du convertisseur e^-/e^+ et de le comparer aux prévisions faites au chapitre précédent. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée aux caractéristiques du faisceau de rayons gamma pour lequel nous mesurerons la résolution en énergie du pic d'annihilation et le nombre de photons monochromatiques obtenus en fonction de l'énergie de ces rayons gamma.

III.A. MESURE DU COURANT DE POSITONS (capteur de Faraday)

III.A.1. Problèmes posés par la mesure absolue du nombre de photons . Il est évident, lorsqu'on souhaite mesurer des sections efficaces photonucléaires absolues, qu'il faut connaître avec soin le nombre de photons tombant sur la cible à étudier. Ce nombre peut être repéré, soit par une chambre d'ionisation placée sur le trajet du faisceau, soit par un détecteur placé à la sortie de l'aimant de balayage et comptant le nombre de charges.

Le faisceau de photons devant être perturbé le moins possible entre sa création et son arrivée sur la cible, nous avons pensé - eu égard aux difficultés technologiques posées par la mesure de faible courant - qu'il était préférable de se soustraire à cette contrainte en adoptant la deuxième solution qui laisse toute liberté pour adopter n'importe quel détecteur tant dans son type que dans sa forme.

Quel que soit le type de détecteur utilisé, ses principales caractéristiques devront être :

- mesure de courant d'électrons relativistes (énergie comprise entre 5 et 60 MeV) de l'ordre de 10^{-10} à 10^{-13} ampère avec une précision de l'ordre du pour cent ;

- intégration de ces courants sur des durées de l'ordre d'une heure sans dérive appréciable ;

- réponse constante en fonction du temps (plusieurs mois) de façon à pouvoir opérer des recoupements entre différentes mesures ;

- étalonnage rapide et aisé ;

- fragilité nulle, l'appareil devant cohabiter avec des blindages de plomb et de béton.

Les différentes sortes de détecteurs de faisceaux de particules peuvent être classées en trois types selon la valeur du courant moyen à mesurer :

- quand ces courants sont de l'ordre du microampère, il y a peu de problèmes et on peut utiliser, soit des détecteurs n'interceptant pas le faisceau (transfor-

mateur à tores de ferrite, cavité hyperfréquence [Réf.III.1]), qui donnent en général une réponse impulsionnelle, soit des détecteurs l'interceptant, constitués par des blocs de métal (refroidis ou non) suffisamment épais pour capter toutes les particules et donner un courant moyen lisible avec un galvanomètre. L'intégration se fait avec un voltmètre de crête dans le premier cas (le transformateur ne passant pas la composante continue) ou, dans le second cas, avec un dispositif à capacité.

- à l'autre extrémité de l'échelle des courants (10^{-18} à 10^{-15} ampères) on compte directement une par une les particules avec des photomultiplicateurs par l'intermédiaire de processus lumineux accompagnant leur passage dans certaines substances. L'intégration se fait alors en totalisant les coups.

- la région intermédiaire - celle qui nous intéresse - est très délicate à explorer car les courants sont trop intenses pour qu'un photomultiplicateur sépare les particules les unes des autres et trop faibles pour que leur détection par un capteur soit sans problème. En effet, devant la petitesse des courants à mesurer, il est nécessaire de mettre derrière le capteur un appareil de mesure à grande impédance d'entrée ce qui suppose une grande résistance d'isolement de la part du capteur d'où, du fait de son volume, une sensibilité particulière à tous les bruits de fond. Pour les mêmes raisons, l'intégration des charges, sur plusieurs heures, par un dispositif à capacité, est malaisée.

En général, dans ce domaine, on emploie des chambres d'ionisation remplies d'air ou de xénon [Réf.III.2] dont le principal avantage est de posséder un effet amplificateur permettant de recueillir un courant continu 4 à 5.000 fois plus important que le courant de particules incident. Malheureusement, il est très difficile, avec ce détecteur, d'avoir accès à la valeur absolue du courant car le facteur de multiplication, d'une part doit être calculé à partir de formules et de constantes, en fonction de l'énergie des particules incidentes et, d'autre part, peut varier sensiblement en fonction de la pression du gaz et de l'isolement de la chambre (un étalonnage in situ est pratiquement impossible). En outre, des problèmes mécaniques sérieux se posent puisque la chambre, tout en étant en pression

(6 à 10 kg/cm^2), doit posséder des parois très minces pour ne pas provoquer de réactions parasites avec le faisceau de particules.

Tous ces défauts peuvent évidemment être, sinon supprimés, du moins atténués, mais quitte à faire une étude, nous avons préféré mettre au point un capteur et son électronique fonctionnant dans ce domaine de courant, pensant qu'il répondait mieux que la chambre d'ionisation aux caractéristiques demandées. Cette réalisation a pu être menée à bien grâce à l'amélioration technologique des composants électroniques et l'apparition sur le marché d'appareils de mesure particulièrement performants.

Le choix des matériaux constituant le capteur dit "de Faraday" ainsi que leur épaisseur et leur forme seront tels que les particules les plus énergiques y perdront toute leur énergie et ainsi seront finalement capturées par le milieu sans qu'il s'en échappe aucune ni que d'autres particules ou des champs parasites soient pris en compte. Ce calcul fera l'objet de la première partie de ce sous-chapitre, la seconde sera consacrée à la lutte contre les phénomènes parasites et la troisième décrira l'électronique associée.

Nous tolérons pour chacun des phénomènes parasites une perte de particules de l'ordre de 1 pour 1.000 pour arriver à une précision finale de l'ordre du pour cent.

III.A.2. Calcul du coeur . C'est la partie principale du capteur dans laquelle nous ferons en sorte que les particules perdent toute leur énergie par des processus physiques ne conduisant pas à l'émission de photons ; en effet, ces derniers donnent naissance à de nouvelles particules qui, si elles sont créées près des bords du matériau, peuvent s'échapper, alterant ainsi la mesure absolue du courant. Cette succession de phénomènes nucléaires électrons-photons-électrons-photons etc. est bien connue sous le nom de "cascades" et a surtout été étudiée dans les rayons cosmiques [Réf.III.3].

Pour ce faire, nous choisissons un matériau dont l'énergie critique E_c

est la plus élevée possible, afin d'avoir un maximum de pertes d'énergie par collision et un minimum par Bremsstrahlung. Les matériaux possédant cette propriété sont ceux du début du tableau des éléments (formule II.10). Pour des raisons pratiques, nous rejetons les cinq premiers (H, He, Li, Be, B) et nous adoptons le graphite qui se travaille facilement et qui est bon marché.

Pour déterminer l'épaisseur minimale nécessaire pour arrêter les particules les plus énergiques (60 MeV) nous faisons le bilan de toutes les pertes d'énergie par tranches de 1 g/cm^2 dues aux trois processus classiques, mais aussi en notant le nombre et la nature des photons produits lors des pertes radiatives ou de l'annihilation. Les pertes d'énergie par collision et par Bremsstrahlung ont été calculées à partir des tables [Réf.III.4] et la répartition énergétique des photons a été supposée constante sur toute la plage de fréquance (formule II.6). Les pertes d'énergie par annihilation dans le cas des positons ont été évaluées à partir de celles produites par Bremsstrahlung en comparant les formules II.9 et II.13. Enfin, le calcul a été fait pour les positons mais il peut s'appliquer aussi bien aux négatons car les pertes plus grandes par collision de ceux-ci compensent les pertes par annihilation de ceux-là. Le bilan détaillé a été fait dans un précédent rapport [Réf.III.5] et nous nous contenterons du résultat final, à savoir qu'il faut environ 15 cm de graphite pour arrêter complètement des électrons de 60 MeV, mais que malheureusement les photons créés ne sont pas éliminés et ressortent, bien que les plus énergiques soient créés au début et aient à traverser une plus grande quantité de matière. De toutes façons, il est indispensable de les arrêter pour éviter les phénomènes de cascade où l'on risquerait de perdre des particules en trop grande quantité.

III.A.3. Phénomènes perturbateurs

a) Echappement de particules nées de cascades : Dans le but d'arrêter les photons énergétiques capables de produire le phénomène de cascade, avec un minimum de matière, il faut prendre un matériau à numéro atomique élevé (cf. formule II.14) ; mais, comme de toutes façons, on ne peut supprimer ce phénomène, il faut prendre

une épaisseur de matériau telle que le nombre de particules chargées présent dans la cascade et susceptible de s'échapper soit inférieur à la limite que nous nous sommes fixée. Pour évaluer ce nombre de particules, nous nous sommes servi d'une étude faite par R.R. WILSON [Réf.III.6] dans laquelle il calcule, par une méthode de Monte-Carlo originale, le nombre d'électrons présents dans une cascade au bout d'une certaine profondeur de matériau quand celui-ci a été frappé par un photon ou un électron. Nous reproduisons, sur la figure III.1, le résultat des travaux de R.R. Wilson pour le plomb jusqu'à une profondeur de 10 longueurs de radiations et pour des énergies de rayons gamma allant de 20 à 100 MeV. Au-delà de 10 longueurs de radiations, les courbes décroissent comme A exp (-0,24 λ) avec λ exprimé en longueurs de radiations ; elles peuvent donc être facilement extrapolées.

Finalement, pour laisser échapper moins de 1 °/₀₀ des charges créées dans les cascades déclenchées par les photons provenant du freinage d'un électron incident de 60 MeV sur le coeur du capteur, il faut à peu près 20 longueurs de radiations du plomb, soit 105 mm.

b) Emission secondaire et rétrodiffusion : La frontière entre ces deux phénomènes est assez malaisée à définir, mais on peut dire que l'émission secondaire intéresse les particules réémises avec une faible énergie (<100 eV) et qu'au-delà on a affaire à la rétrodiffusion [Réf.III.7-8-9-10].

Aux énergies auxquelles on travaille, l'émission secondaire a surtout été étudiée pour construire des moniteurs pour les accélérateurs, ces moniteurs étant la plupart du temps fabriqués en aluminium, nous manquons de données précises pour le graphite [Réf.III.11-12-13-14-15-16]. Néanmoins, les auteurs de ces articles avancent pour ce matériau un coefficient d'émission secondaire de l'ordre de 1 % entre 10 et 100 MeV, ce qui est supérieur à la précision de mesure que nous nous sommes fixée : il faudra donc réduire cette réémission de particules.

En ce qui concerne la rétrodiffusion, des études théorique [Réf.III.17] et expérimentale [Réf.III.18] ont montré que le coefficient de réémission β est inversement proportionnel à l'énergie des électrons incidents et croît à peu près

proportionnellement avec le numéro atomique du matériau diffuseur. Pour le graphite, la littérature [Réf.III.19-20] donne $\beta = 0,001$ à 60 MeV et $\beta = 0,006$ à 10 MeV ; en outre, le nombre d'électrons rétrodiffusés varie comme le carré du sinus de l'angle de réémission.

Finalement, pour ces deux phénomènes on arrive aux mêmes conclusions : emploi d'un matériau à Z faible et réduction de l'angle de réémission. L'emploi du graphite répond à la première exigence et il suffira de ménager un puits sur la face avant du capteur pour répondre à la seconde. Eu égard aux dimensions des faisceaux de particules tombant sur le capteur, le puits pratiqué dans le graphite est de 10 cm de diamètre et 12,5 cm de profondeur, ce qui donne une réduction de l'angle de réémission supérieure à 10. De plus, la majorité des particules réémises ayant des énergies faibles, nous avons inséré, dans les flancs du puits, des aimants permanents créant un champ magnétique diamétral de 50 gauss qui repousse à peu près toutes les particules dont l'énergie est inférieure à 500 keV [Réf.III.20].

c) Capture de particules parasites : Elle intéresse principalement les ions créés dans le gaz entourant le coeur du capteur par le faisceau incident ; on remédie facilement à cet inconvénient en mettant le capteur sous vide secondaire. En effet, une étude expérimentale [Réf.III.21] a montré qu'en dessous d'une pression de 10^{-4} torr ce phénomène n'est plus gênant. A cette occasion, il convient de remarquer que le graphite courant, très poreux, dégaze beaucoup et qu'il est très difficile d'atteindre cette pression, si l'on ne prend pas la précaution de vernir ou de gainer toutes les parties en graphite en contact avec le vide. Ainsi, nous avons enfermé le coeur dans un manchon d'aluminium (matériau à Z relativement faible), sauf la partie avant que nous avons vernie pour ne pas perdre l'avantage du faible coefficient d'émission secondaire (les vernis contenant des éléments à Z élevé sont à proscrire comme, par exemple, les vernis aux silicones).

d) Induction électromagnétique : Dans le contexte expérimental où nous

travaillons, la lutte contre l'induction électromagnétique est de première importance car l'accélérateur linéaire fonctionnant en haute fréquence et en impulsion émet continuellement des champs parasites intenses dans un très large spectre de fréquence. Le seul remède, mais efficace, est d'enfermer le capteur proprement dit dans une enceinte métallique continue jouant le rôle d'une cage de Faraday. Cette enceinte constitue en outre un récipient à vide pour le capteur et est raccordée au reste de l'installation sans solution de continuité électrique aussi bien en ce qui concerne les tubes à vide dans lesquels circulent les faisceaux de particules, que les sorties isolées par où sortent les signaux électriques.

En conclusion de III.A.1., nous donnons sur la figure III.2 la constitution mécanique du capteur de Faraday. Le diamètre du coeur a été déterminé en ajoutant au diamètre du puits une épaisseur de graphite égale à l'épaisseur longitudinale puisque, dans nos calculs, nous n'avons pas tenu compte de la diffusion multiple. Le calcul exact relevant d'une méthode de Monte-Carlo assez compliquée n'est pas justifié par l'économie que l'on pourrait faire de quelques centimètres de graphite. Le coeur du capteur est isolé de l'enveloppe externe par des manchons d'alumine frittée à haute résistance électrique (10^{15} $\Omega \cdot cm^2/cm$) et les sorties des informations électriques se font par deux traversées étanches en verre de grand diamètre dont la résistance de fuite est supérieure à 10^{13} ohms. Enfin, aucun refroidissement n'est prévu puisque la puissance apportée par les faisceaux de particules ne dépasse jamais 10 mW.

III.A.4. *Electronique* . Rappelons que l'électronique associée au capteur de Faraday doit nous permettre de mesurer des courants moyens dont la valeur est comprise entre 10^{-13} et 10^{-10} ampères, de les intégrer sur des périodes de temps assez longues et de véhiculer les informations recueillies sur des parcours de plusieurs dizaines de mètres où règne une ambiance particulièrement riche en parasites électromagnétiques.

L'ensemble se composera (Fig.III.3) :

a) d'un transformateur d'impédance constitué par un préamplificateur à cou-

rant continu à grande résistance d'entrée (10^{11} ohms) et à faible impédance de sortie. Grâce à un montage à contre réaction, ce préamplificateur tolère des résistances de fuite relativement basses, ce qui est très utile quand on utilise des ensembles aussi lourds et volumineux que le capteur de Faraday dont la résistance d'isolement peut varier au cours du temps [Réf.III.22].

b) d'un amplificateur AC4K2 de puissance permettant d'attaquer tous les appareils de mesure classique (galvanomètres, voltmètres, enregistreurs, etc.).

c) d'un intégrateur constitué d'un voltmètre digital Hewlett Packard (DY 2401 C), dont la caractéristique est de fournir une fréquence proportionnelle à la tension à mesurer, et d'une échelle de comptage pouvant compter ou décompter les impulsions fournies par le voltmètre selon la polarité de la tension d'entrée. Ce montage, ne perturbant pas le fonctionnement normal du voltmètre, permettra d'utiliser celui-ci pour la mesure du courant proprement dit.

d) d'un ensemble de correction de zéro qui permet d'annuler les dérives du préamplificateur quand la précision de la mesure l'exige. En effet, de toute la chaîne électronique, le préamplificateur, à cause de son tube électromètre, est l'élément dont les dérives en fonction du temps et de la température sont les plus élevées (1 mV/°C et 1 mV/h) et pour certaines mesures, ces dérives pourraient se traduire par un courant représentant une fraction non négligeable de l'intensité à mesurer. Cet ensemble de correction permet, de façon synchrone, d'une part, d'inverser ou non la tension qui sort de l'amplificateur "b" avant de l'envoyer sur l'intégrateur "c", d'autre part, d'arrêter ou de mettre en marche le faisceau d'électrons de l'accélérateur linéaire. Lorsqu'une correction de dérive sera nécessaire, l'ensemble agira de la façon suivante : i) l'accélérateur étant en fonctionnement, l'intégrateur recevra la tension sortant de l'amplificateur avec une certaine polarité (+ par exemple) et l'échelle comptera les impulsions représentant alors le signal et la dérive, ii) l'accélérateur étant arrêté, la tension reçue par l'intégrateur sera inversée (- dans notre exemple) et l'échelle décomptera les impulsions représentant seulement la dérive.

Au total, si les deux modes de fonctionnement ont duré le même temps, l'indication donnée par l'échelle sera le reflet du signal seul, c'est-à-dire du nombre de particules tombées sur le capteur de Faraday.

e) d'un générateur de courant étalon (TH 800) envoyant un courant connu sur le capteur de Faraday pendant un certain temps et permettant de mesurer de façon instantanée la correspondance "nombre de particules-nombre d'impulsions". Nous avons employé ce système car il teste la chaîne de façon globale, méthode beaucoup plus sûre que de mesurer les différents éléments séparément, surtout lorsqu'on a affaire à des résistances de grande valeur.

Remarque : La lutte contre les parasites électromagnétiques a été menée à bien, d'une part, comme nous l'avons vu par un blindage électrique très soigné du capteur, du préamplificateur et de l'amplificateur, d'autre part, par l'utilisation du voltmètre Hewlett-Packard qui, grâce à son principe de fonctionnement, possède un taux de rejection de parasites alternatifs de 140 dB.

III.A.5. Mesures faites avec le faisceau de positons . Comme conclusion à l'étude et à la réalisation du capteur de Faraday, nous rapportons deux mesures faites sur le faisceau de positons. Ces mesures ne sont pas indispensables pour réaliser des expériences photonucléaires, mais elles permettent de mieux connaître notre installation et de vérifier certaines hypothèses faites dans les calculs.

a) Mesure du courant de positons : Il s'agit évidemment du courant maximal que l'on peut obtenir avec différents réglages de l'accélérateur linéaire en fonction de l'énergie des positons. Ces mesures effectuées sans cible de lithium (pour éviter la diffusion) pourront être comparés aux valeurs données par le calcul fait au paragraphe II.B.2. et permettront de vérifier ainsi le bien fondé de certaines hypothèses introduites lors de l'estimation du rendement de conversion de la cible d'or.

Pour effectuer ces réglages, nous disposons de deux sources d'information : la première est le courant de positons I_{e^+} capté par le capteur de Faraday et affiché sur le galvanomètre G1, la deuxième est le courant d'électrons primaires IA tombant

sur la cible de conversion et lu sur le galvanomètre G2. Pour faciliter ces réglages, le convertisseur e^-/e^+ a été usiné en forme de ménisque convexe ; ceci a pour effet d'augmenter le nombre de particules arrêtées quand ces particules s'écartent du centre de la cible ; ainsi, en ajustant les courants dans les lentilles magnétiques (pour une énergie donnée), il suffira de rendre maximal le courant de positons et minimal le courant d'électrons primaires intercepté par la cible d'or, pour avoir un réglage optimal (cf. figure III.3).

La figure III.4 montre les résultats des mesures faites pour deux réglages de l'accélérateur linéaire (100 µA et 220 µA) pour une résolution en énergie de 1 %. La comparaison directe entre ces mesures et les résultats obtenus par le calcul au paragraphe II.B.2. n'est pas directement possible car, d'une part, les bandes d'énergies prises en considération ne sont pas les mêmes (1 MeV dans les calculs, 1 % dans les mesures) et, d'autre part, lors de ces mesures, à cause du vieillissement des tubes de puissance, les caractéristiques de l'accélérateur furent un peu moins bonnes que prévues et l'on ne put obtenir que 58 MeV à 100 µA et 43 MeV à 220 µA. Néanmoins, comme le but est de vérifier que nous avons les mêmes ordres de grandeur, on peut se contenter de prendre les valeurs maximales des deux réglages et de les extrapoler, d'une part, aux valeurs d'énergies nominales (45 et 65 MeV) et, d'autre part, à la même bande d'énergie que celle qui a servi pour le calcul.

Si l'on appelle :

$I_c(45)$ le courant de positons calculé pour 45 MeV, 220 µA

$I_m(45)$ le courant de positons mesuré à 45 MeV, 220 µA

$I_c(65)$ le courant de positons calculé pour 65 MeV, 100 µA

$I_m(65)$ le courant de positons mesuré à 65 MeV, 100 µA

On trouve :

$I_c(45) = 40 \times 10^{-10}$ A $\qquad$ $I_m(45) = 15 \times 10^{-10}$ A

$I_c(65) = 30 \times 10^{-10}$ A $\qquad$ $I_m(65) = 11 \times 10^{-10}$ A

Deux causes principales font que les chiffres mesurés sont nettement

inférieurs aux chiffres calculés.

1°) Quand on effectue les calculs de rendement e^-/e^+, on suppose que tous les électrons (par exemple 220 µA) ont la même énergie (45 MeV) et qu'ils participent tous à la production de positons ; or, l'utilisateur d'un accélérateur sait que ce n'est pas vrai car, en fait, ils se répartissent suivant un spectre en énergie dont l'allure est représentée dans les encarts de la figure III.4. Cette forme de spectre provient du fait que l'accélération des électrons se fait de deux façons différentes :

- dans un premier temps (pendant 700 ns), les électrons tirent leur énergie de la puissance stockée dans les cavités de l'accélérateur, et de ce fait, aucun électron ne voit le même champ UHF ; leurs énergies s'étagent donc entre l'énergie de zéro et l'énergie nominale.

- dans un deuxième temps (1,3 µs) un régime d'équilibre est atteint et les particules voient toutes le même champ hyperfréquence, donc leurs énergies sont les mêmes (à la dispersion près), et on obtient le pic en énergie proprement dit. Or, ces spectres, qui s'étendent sur plusieurs dizaines de MeV, ne peuvent pas être intégralement transmis jusqu'à la cible d'or et toute la partie supérieure est perdue, occasionnant une perte de 35 % à 45 MeV et de 17 % à 65 MeV.

2°) Les valeurs des angles d'admittance introduits dans nos calculs sont déterminées à partir des études faites sur les trajectoires des électrons dans l'optique magnétique (§ II.B.3.) en supposant que les différents éléments de cette optique sont parfaits ; or, nous avons vu qu'une étude en cours, plus approfondie, sur les imperfections des lentilles magnétiques laissait prévoir des pertes de courant de plusieurs dizaines de pourcent.

Si l'on prend en compte l'effet mesurable du 1°) on obtient un rapport 1,7 entre $I_c(45)$ et $I_m(45)$ et un rapport 2,2 entre $I_c(65)$ et $I_m(65)$. Ces rapports diminuent encore si l'on tient compte du 2°), malheureusement, il est impossible de le chiffrer avec exactitude pour l'instant.

De ces considérations, nous concluons que les ordres de grandeur des

rendements calculés et mesurés sont en bon accord, compte tenu de tous les paramètres à introduire, aussi bien dans les calculs que dans les mesures ; nous voyons aussi que les suppositions simplificatrices faites par Tzara pour obtenir des formules de rendement analytiques très maniables sont tout à fait justifiées et que les différentes valeurs des paramètres expérimentaux de notre installation obtenus par des mesures parallèles sont tout à fait vraisemblables.

Avant de clore ce paragraphe dévolu aux courants de positons, il nous a semblé intéressant de porter, sur la figure III.4, les courants obtenus avec l'accélérateur linéaire de l'Université de Giessen [Réf.III.23]. C'est en effet un accélérateur assez semblable au nôtre quant aux performances générales (35 à 65 MeV ; 100 à 200 µA) mais où les positons sont créés au milieu de la machine, puis accélérés. La courbe de rendement (en pointillés sur la figure III.4) montre que les hautes énergies sont favorisées par rapport à notre dispositif de production alors que les basses énergies sont défavorisées. La comparaison en valeur absolue est très difficile car le rapport de l'Université de Giessen indique seulement que la fréquence de répétition était de 50 Hz donc bien inférieure aux possibilités théoriques de l'appareil.

b) Mesure de l'acceptance angulaire du capteur : Les différentes boîtes à vide donnant accès au capteur limitent géométriquement l'entrée de celui-ci et imposent un certain angle solide de captation pour les particules venant de l'optique magnétique. Avec les faisceaux parallèles ou convergents, il n'y a aucun problème car les dimensions géométriques sont telles que n'importe quel faisceau passant normalement dans l'optique magnétique tombe sur le capteur. Par contre, les positons traversant la cible d'annihilation subissent des diffusions multiples et constituent à la sortie un faisceau divergent qui peut ne pas être vu en totalité par ce capteur. Ceci est vrai, uniquement dans le plan vertical, car, dans le plan horizontal, l'aimant de nettoyage focalise le faisceau de particules sur l'entrée du capteur. Néanmoins, la perte de particules subie par le faisceau dans le seul plan vertical va nous permettre de calculer l'angle maximal sous lequel

les particules peuvent être émises à partir de la cible de lithium, tout en continuant à être prises en compte par le capteur (cet angle caractérisera l'acceptance angulaire du capteur dans la configuration géométrique actuelle et sera désigné par θ_a). En effet, le rapport entre le nombre de particules contenues dans l'angle plan θ_a et le nombre de particules total peut être, d'une part, calculé par la formule II.3 (relative à la diffusion multiple) en intégrant depuis $-\theta_a$ jusqu'à $+\theta_a$, d'autre part, évalué expérimentalement en mesurant le nombre de particules captées avec et sans cible de lithium puisque, dans ce dernier cas, le faisceau est intégralement transmis. $R(E_o)$ désigne le rapport des courants mesurés avec et sans cible de lithium ; $P(\theta_a,E_o)$ désigne la probabilité de trouver les particules dans l'angle d'acceptance θ_a.

On a, en fonction de l'énergie E_o des particules :

$$R(E_o) = P(\theta_a,E_o) = \int_{-\theta_a}^{\theta_a} \frac{1}{\theta_o \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\theta_o^2}\right) d\theta$$

Si l'on remplace θ_o par sa valeur pour une cible de lithium de 160 mg/cm^2 d'épaisseur, il vient :

$$R(E_o) = 2 \int_{o}^{\theta_a} E_o \exp(-4{,}805\ \theta^2\ E_o^2)\ d\theta \cdot$$

On peut donc tirer facilement la valeur de θ_a de cette égalité pour différentes valeurs de l'énergie et obtenir θ_a moyen.

Les points expérimentaux de la figure III.5 représentent les différents rapports $R(E_o)$ mesurés en fonction de l'énergie E_o (6 à 40 MeV) à partir desquels nous avons trouvé $\overline{\theta}_a = 0{,}026$ rad ; sur cette même figure, la courbe représente la variation de $P(\theta_a,E_o)$ calculée en donnant à θ_a la valeur trouvée précédemment. Nous voyons que cette courbe "ajuste" bien nos valeurs expérimentales et que la variation de captation s'explique tout à fait par le phénomène de diffusion multiple sur la cible de lithium.

Remarque : Lorsque, par suite d'un mauvais réglage de l'optique (lentille défectueuse par exemple), le faisceau de particules est décentré ou "défocalisé", il est impossible d'obtenir la cohérence de la figure III.5 ; aussi peut-on utiliser ce test comme critère du bon réglage du système magnétique.

III.B. MESURE DES CARACTERISTIQUES DU FAISCEAU DE RAYONS GAMMA

Puisque les expériences photonucléaires réalisées avec l'installation de Saclay conduisent à l'obtention de sections efficaces absolues et à la recherche de structures fines dans la résonance géante, il est indispensable de connaître le nombre exact de photons tombant sur la cible à étudier et la résolution en énergie de leur spectre dans la gamme d'énergie où nous travaillons (5 - 35 MeV). Nous nous proposons de décrire les méthodes expérimentales permettant de mesurer ces caractéristiques et de comparer les résultats ainsi obtenus aux valeurs données par des estimations théoriques. Ces estimations sont obtenues à partir d'un programme mis en équations et écrit par G. AUDIT et al [Réf.III.24], permettant de déterminer le spectre et le nombre de photons créés dans un angle solide donné, par annihilation en vol de positons. Le calcul tient compte de l'annihilation en deux photons, de la diffusion multiple et de la perte d'énergie par collision des positons avant annihilation, ainsi que du spectre énergétique du faisceau de ces particules et de sa divergence angulaire.

III.B.1. Mesure du flux de photons monochromatiques . La mesure du flux de photons tombant sur la cible à étudier ne pouvant se faire avec précision lors des expériences photonucléaires, il est indispensable de connaître a priori le nombre de photons contenus dans le pic d'annihilation et, ceci, pour tous les points d'énergie auxquels on est appelé à travailler ; le nombre de particules (e^- ou e^+) traversant la cible de lithium et tombant sur le capteur de Faraday servira de lien entre cette expérience préliminaire de calibrage et l'expérience proprement dite.

Pour évaluer la correspondance "nombre de photons monochromatiques-nombre

de charges" nous procèderons comme pour une expérience classique : nous déterminerons le nombre de photons d'annihilation par soustraction du nombre de photons créés par le passage des positons à travers la cible de lithium de celui produit par le freinage des négatons dans cette même cible et ceci pour une même quantité Q de particules des deux signes. Pour obtenir une bonne précision dans l'évaluation du nombre de photons monochromatiques, il est indispensable de travailler avec les spectres complets permettant de séparer les photons d'annihilation de ceux de Bremsstrahlung (des comptages globaux faits par exemple avec un détecteur $\Delta E/\Delta X$ conduiraient à des évaluations aberrantes). Pour ce faire, on utilise un matériel déjà employé par Tzara et qui consiste en un gros cristal de INa (20 cm × 20 cm), dont l'efficacité de détection reste voisine de 1 sur toute la plage où nous travaillons, vu par quatre photomultiplicateurs dont les signaux de sortie sont envoyés sur un analyseur multicanaux (Fig.III.3). Cet analyseur n'est autorisé à enregistrer les impulsions que pendant le temps où elles sont produites, c'est-à-dire en phase avec l'impulsion de 2 µs de l'accélérateur (symbolisée par T_o sur la figure III.3). Ceci a pour effet de réduire considérablement l'importance du bruit de fond ambiant.

Le cristal est placé de façon à "voir" le même flux de photons que celui qui sera intercepté par la cible à étudier ; le calibrage ne peut donc se faire qu'une fois les conditions géométriques de l'expérience fixées et les différents collimateurs et blindages mis en place ; le système de détection sera donc situé sur le trajet des rayons gamma après le filtre "j" et derrière la collimation "k" aux environs du point Z (Fig.II.5 et III.3).

Malheureusement, la réponse d'un cristal de INa si gros soit-il à une raie purement monochromatique d'énergie E_γ se traduit par un spectre de largeur égale à la résolution du cristal suivi, vers les basses énergies, d'une traînée due à l'effet Compton. Cette traînée de faible amplitude, mais qui s'étend pratiquement de 0 à E_γ va revêtir une très grande importance dans la détermination du nombre de photons. Comme il est assez difficile de l'évaluer lors des expériences de cali-

brage à cause de la perturbation apportée par les résidus de la soustraction de la queue de Bremsstrahlung, il va falloir déterminer la réponse type du cristal à une raie monochromatique avant de pouvoir faire une évaluation précise du nombre de photons contenu dans un spectre. Nous avons étudié ce point avec précaution car c'est la détermination de la traînée - partant de l'estimation du nombre de photons - qui a fait l'objet des plus vives critiques de la méthode (B.M. SPICER [Réf.III.25]).

a) Réponse du cristal à une raie monochromatique : Pour cette mesure, les rayons gamma monochromatiques sont obtenus à partir du bombardement d'une cible de lithium naturel par des protons de 442 keV accélérés dans un Van de Graaff. Cette expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur de l'I.N.S.T.N. à Saclay, autour duquel nous avions reproduit nos conditions géométriques expérimentales (collimation, blindage) existant auprès du linéaire de 65 MeV.

La réaction $^{7}Li(p,\gamma)^{8}Be$ donne un rayonnement gamma de 17,63 MeV, de 12 keV de largeur, que l'on peut considérer comme purement monochromatique, et une série de rayonnements gamma entre 10 et 14,8 MeV dont le plus important (celui de 14,8 MeV) a une largeur de 2 MeV et une amplitude 1,7 fois plus faible que celle de 17,6 MeV [Réf.III.26].

Après soustraction des bruits de fond, les résultats obtenus sont montrés sur la figure III.6 sur laquelle on peut voir : en "a" la réponse brute du cristal aux rayonnements gamma issus de la réaction, en "b" la réponse nette après soustraction de la contribution des rayons gamma parasites, en "c" le spectre obtenu en supprimant la traînée et les premier et second pics d'échappement.

L'examen de ces spectres nous permet de conclure que la traînée a une amplitude constante depuis 0 jusqu'à $2\,E_m/3$ (E_m représentant l'énergie où se situe l'amplitude maximale) ; on saura donc comment extrapoler la traînée des spectres de calibrage si elle est par trop noyée dans le bruit résultat de la soustraction de la queue de Bremsstrahlung.

De plus le spectre "c", représentant grosso-modo l'élargissement apporté par le cristal à une raie purement monochromatique, nous permet d'évaluer sa résolution en mesurant la largeur à mi-hauteur : on trouve $\Delta E/E = 3,6$ % ce qui est en bon accord avec la valeur de 3,5 % donnée par R.S. FOOTE et al [Réf.III.27].

Remarque : Ayant accumulé, depuis plusieurs années, un grand nombre de spectres de calibrage γ, nous avons retrouvé statistiquement la forme de la traînée et nous avons même pu dégager une loi permettant de calculer l'amplitude moyenne de la traînée entre 0 et $2E_m/3$ à partir du pic d'annihilation pris entre $2E_m/3$ et l'énergie maximale. Ceci est particulièrement intéressant car cette région n'est pratiquement pas perturbée par la queue de Bremsstrahlung et peut donc être mesurée avec précision.

b) Evaluation de la courbe de calibrage $N\gamma = f(E\gamma)$: Nous allons pouvoir, forts de la réponse du cristal, mesurer le nombre de photons monochromatiques créés par annihilation d'une quantité Q de positons tombant sur le capteur de Faraday. Pour cette mesure, nous devrons faire extrêmement attention au taux de comptage des photons ; en effet, l'accélérateur fonctionnant en impulsions de 2 µs de large, le flux de rayons gamma créé par annihilation est, lui aussi, distribué dans le temps par paquet de 2 µs ; or, l'électronique associée au cristal et aux photomultiplicateurs ayant un temps de réponse de plusieurs microsecondes, les impulsions produites par la détection des photons risquent de se superposer, créant les phénomènes bien connu d'empilement, nuisibles à une mesure correcte.

Pour réduire le flux de rayons gamma, on peut, soit diminuer le nombre de positons arrivant sur la cible d'annihilation en baissant le courant d'électrons accélérés par le linéaire, soit mettre, sur le trajet des rayons gamma un matériau quelconque (fer ou aluminium) qui les absorbera plus ou moins selon l'épaisseur de matière.

Ces deux moyens de réduire le flux de rayons gamma ont chacun leurs inconvénients : le premier conduit à mesurer des courants de particules très faibles,

le second oblige à connaître avec précision les sections efficaces d'absorption électronique, ce qui n'est malheureusement pas le cas. On réalise un compromis en utilisant à la fois les deux procédés : réduction du courant de positons d'un facteur 50 et mise en place d'un cylindre en aluminium, réalisant une atténuation moyenne de 5 dans la gamme d'énergie où nous travaillons.

La figure III.7 montre les points expérimentaux obtenus lors d'une expérience de calibrage en fonction de l'énergie des photons pour une quantité de charges $Q+ = 2 \times 10^{-9}$ Cb représentant $12,5 \times 10^{9}$ positons incidents sur le capteur de Faraday. Les barres d'erreur accompagnant ces points sont dues en majorité à l'erreur statistique provenant de la soustraction de la queue de Bremsstrahlung.

Nous avons tracé, sur cette même figure, la courbe théorique calculée à partir du programme de G. Audit dans lequel nous avons introduit tous les paramètres expérimentaux et tenu compte de l'efficacité de détection du cristal, de l'atténuation du filtre et des acceptances angulaires du capteur de Faraday, et de la collimation.

La zone ombrée entourant la courbe théorique montre l'effet d'une variation simultanée de ± 2,5 % sur les angles d'acceptance du faisceau de photons dans notre collimation et du faisceau de positons dans le capteur de Faraday. Nous constatons une bonne cohérence entre les résultats du calcul et les points expérimentaux. Ceci a d'ailleurs été confirmé indirectement par des mesures de section efficace effectuées avec des photons rigoureusement monochromatiques provenant de réactions nucléaires, par R. HURST et D.J. DONAHUE [Réf.III.28].

L'erreur totale est estimée à ± 5 % pour $E_\gamma < 20$ MeV et à ± 8 % pour $20 \text{ MeV} < E_\gamma < 30$ MeV.

Remarques : Pour être complet, il convient de donner, d'une part, l'encombrement réel du faisceau de photons, et, d'autre part, la façon dont on repère son énergie.

- Dimensions du faisceau de rayons gamma :

Une estimation grossière peut être obtenue en calculant l'angle formé par des rayons issus de la cible de lithium et rasant l'orifice de la collimation, mais il est beaucoup plus précis de mesurer directement l'encombrement du faisceau de rayons gamma, là où il sera utilisé. On fait tomber le faisceau sur des disques de cuivre de diamètres croissants et on détecte les interactions γ - n avec le détecteur de photoneutrons qui sera utilisé ultérieurement en mettant les disques de cuivre exactement à la place qu'occuperont les futures cibles (point Z sur la figure II.5).

La figure III.8 montre la variation du pourcentage de rayons gamma interceptés par un certain diamètre $\emptyset$ (en réalité, en abscisses nous avons porté le carré du diamètre). Nous constatons que 96 % des photons sont contenus dans un cercle de 10 cm de diamètre et que leur densité est constante depuis le centre jusqu'à $\emptyset$ = 7 cm.

Comme nous l'avons fait pour le capteur de Faraday vis-à-vis du faisceau de positons, on peut définir un angle d'acceptance de la collimation θ_c vis-à-vis du faisceau de rayons gamma. Si l'on définit θ_c comme le demi-angle au sommet d'un cône dans lequel tombent 96 % des rayons gamma (c'est-à-dire découpant un cercle de 10 cm de diamètre sur la cible à étudier), on trouve θ_c = 0,0135 radian.

De même qu'au chapitre précédent nous avions donné un rendement de conversion e^-/e^+, nous pouvons ici chiffrer un rendement d'annihilation R_a pour notre installation à partir de la courbe III.7. On trouve

$R_a = 5 \times 10^{-5}\ \gamma/e^+$ pour E_γ = 15 MeV ΔE_γ = 1 MeV

épaisseur de lithium = 160 mg/cm^2 ; angle d'acceptance = 0,0135 radian.

Dans une bande en énergie de 1 %, le nombre de photons monochromatiques pouvant être espérés à 15 MeV est de l'ordre de 25.000 par seconde, frappant la cible à étudier.

- Etalonnage en énergie :

La complexité des relations existant entre les énergies des rayons gamma

et des positons due aux multiples effets mis en cause (cf. § II.A.5), ne permettant pas de calculer facilement l'énergie des premiers en fonction de celle des seconds, il est nécessaire de repérer directement l'énergie des photons par rapport au courant (IM) circulant dans le monochromateur. Pour ce faire, on utilise, au-dessus de 7 MeV, des réactions nucléaires à seuils bien connus en se servant du détecteur de photoneutrons lui-même, et, au-dessous de 7 MeV, de sources de rayons gamma que l'on compare, avec une chaîne spectroscopique, aux pics d'annihilation donnés par notre système. Quand on peut mettre l'expérience en place (cf. § III.B.2), on utilise la diffusion résonnante des photons sur le niveau très étroit à 15,11 MeV du carbone (cf. tableau III.2).

Pour des raisons de commodités expérimentales, on fait une régression linéaire entre les mesures d'étalonnage pour avoir une correspondance de la forme :

$$E_\gamma \text{ (MeV)} = a \times IM(A) + b \ .$$

Cette relation est linéaire au premier ordre (mais suffisamment précise eu égard à notre résolution) car l'intervalle en énergie séparant le pic théorique des photons d'annihilation (énergie cinétique du positon + 750 keV) du pic réel E_γ n'est pas une constante en fonction de l'énergie (cf. [Réf.III.24]).

III.B.2. *Mesure de la résolution en énergie du faisceau de rayons gamma* . Jusqu'à présent, elle n'a pu être mesurée directement par un détecteur car la résolution intrinsèque des cristaux de INa et l'efficacité des diodes au silicium vis-à-vis de photons de 10 à 30 MeV sont trop faibles, compte tenu des parasites ambiants. Elle n'a pas davantage pu être calculée à partir des dispersions élémentaires de l'optique magnétique et de la cible de lithium car nous avons vu que la résolution en énergie de l'optique n'est pas définie uniquement par sa largeur de fente mais par la combinaison de cette dernière avec une dispersion intrinsèque non connue (cf. § II.B.3).

Les premières mesures ont été réalisées par Tzara en utilisant la diffusion élastique des photons sur le niveau très étroit à 15,11 MeV de ^{12}C [Réf.III.29]. Les rayons gamma diffusés étaient détectés par deux cristaux de INa de grandes dimensions (10 cm × 10 cm) et les signaux envoyés dans un analyseur multicanaux. En faisant varier l'énergie des positons, on obtenait l'image du spectre de photons (isochromate) (Fig.III.12) à partir de laquelle on pouvait remonter au spectre proprement dit par un calcul. Ces expériences et ces calculs ont été développés dans les références III.29-30.

L'avantage de cette méthode est de donner la forme exacte du spectre d'annihilation et de faire une mesure de calibrage en énergie de l'optique magnétique, mais, malheureusement, elle présente deux désavantages sérieux qui sont, d'une part, un temps d'expérience extrêmement long à cause de la faible largeur de la raie de diffusion (64 eV) et, d'autre part, un dispositif expérimental très lourd dû aux collimateurs et aux blindages nécessaires pour protéger les cristaux du bruit de fond ambiant. Ces inconvénients, qui ne sont pas fatals quand la mesure constitue une expérience en soi, le deviennent quand il s'agit de faire une mesure de contrôle sur un dispositif existant déjà.

Pour pallier les inconvénients précédents, nous avons développé (thèse de J.A. BAYARD [Réf.II.16] une méthode suggérée par H. ULLRICH [Réf.III.31] qui consiste à mesurer, avec un détecteur à grande résolution, le spectre en énergie des particules provenant des réactions $^{28}Si(\gamma,p_i)^{27}Al$ et $^{28}Si(\gamma,\alpha_i)^{24}Mg$ avec $i = 1,2,3 \ldots$ A partir de ces résultats, on tire le spectre en énergie dN_γ/dE_γ et la largeur à mi-hauteur ΔE_γ de la raie de photons incidents pourvu que les sections efficaces spécifiques des réactions précédentes soient connues avec assez de précision. Cette méthode a déjà été décrite en détail dans deux précédents rapports [Réf.III.24-32] ; nous n'en retiendrons que les étapes essentielles.

Le détecteur employé pour cette expérience est une jonction au silicium SEAVOM qui joue en même temps le rôle de cible et dont l'épaisseur (1,5 mm) est telle que les électrons résultant des réactions atomiques parasites ne puissent

pas se confondre avec les protons. La réponse de ce détecteur à une raie monochromatique de 17,6 MeV est donnée sur la figure III.9 sur laquelle nous avons aussi représenté le diagramme énergétique des réactions (γ,p) et (γ,α) dans le but d'identifier les raies trouvées.

La raie "p_o" étant bien séparée des autres raies et la section efficace de la réaction (γ,p_o) ayant une valeur importante vis-à-vis des autres sections efficaces, nous avons choisi la réaction spécifique $^{28}Si(\gamma,p_o)^{27}Ai$ comme point de départ de nos mesures.

Tout d'abord, puisque la largeur intrinsèque du rayonnement gamma monochromatique est de l'ordre de 12 keV, l'examen de la largeur de la raie "p_o" nous fournit la réponse spectrale du détecteur : ΔE : 80 keV dans notre cas. Ensuite, puisque cette largeur est faible devant celle de nos rayons gamma, "p_o" détectée sera proportionnel au produit de la section efficace $\sigma(\gamma,p_o)$ par le spectre en énergie du faisceau de photons incidents pour une énergie E_γ donnée.

Si $\sigma(\gamma,p_o) = f(E_\gamma)$ était une constante, la réponse serait une image directe de la raie de photons recherchée. Comme malheureusement, ce n'est pas le cas (courbe "a" de la figure III.10), on a dû calculer la réponse de plusieurs largeurs de raies (courbe "b") "vues" à travers cette section efficace et identifier les résultats de nos mesures avec l'une de ces réponses (courbe "c") pour connaître la largeur vraie du pic de photons.

Nous avons utilisé la section efficace $\sigma(\gamma,p_o)$ donnée par R.E. SEGEL [Réf.III.33] et nous avons fait une série de mesures à 19,15 MeV pour différentes largeurs de fente, différentes épaisseurs de la cible de lithium et deux réglages de la lentille quadrupolaire située juste après la cible d'or et dont le rôle est de rassembler les positons émis par le convertisseur e^-/e^+.

La figure III.11 montre les spectres de protons obtenus lors de nos expériences en fonction de la variation des différents paramètres énumérés ci-dessus. De la forme et de la largeur de ces spectres nous avons tiré les résolutions

vraies ΔE_{mes} qui figurent dans le tableau III.1.

Ces résultats appellent une importante remarque : si l'on représente par ΔE_{col} la dispersion en énergie de la cible de lithium calculable à partir des tables donnant les pertes d'énergie par collision ; ΔE_{mag} la résolution en énergie de l'optique magnétique donnée par la la largeur de fente en fonction de l'énergie des positons E^+ ; ΔE_{mes} la résolution finale du faisceau de rayons gamma mesurée par notre méthode, on devrait avoir (en supposant que les résolutions et les dispersions en énergie ont des formes gaussiennes) :

$$\Delta E_{mes} = \left[\Delta E^2_{col} + \Delta E^2_{mag} \right]^{1/2}$$

Or, dans certains cas, il n'en est rien, la résolution mesurée ΔE_{mes} est significativement différente de la résolution calculée ΔE_{cal}. Comme nous sommes certains de ΔE_{col}, cette différence provient vraisemblablement de l'optique magnétique qui possèderait une résolution $\Delta E'_{mag}$ plus grande que celle uniquement donnée par la fente. Cette supposition est d'ailleurs confirmée par le fait que l'on peut faire varier $\Delta E'_{mag}$ en jouant simplement sur la lentille magnétique "d" (Fig.II.5), les autres paramètres restant constants. En effet, lorsque cette lentille, qui est un doublet quadrupolaire, présente dans le plan horizontal la configuration "défocalisant-focalisant" (cas "b") on retrouve à peu près la résolution donnée par la fente seule ; par contre, quand la configuration est "focalisant-défocalisant" (cas "a"), la résolution est significativement plus élevée. Ces résultats expérimentaux confirment bien les conclusions auxquelles nous étions arrivés lors des études théoriques faites sur les trajectoires des particules dans l'optique magnétique (cf. § II.B.3).

Nous résumons, dans le tableau ci-après, les valeurs réelles des résolutions du faisceau de photons monochromatiques sortant de notre dispositif de production, en fonction des principaux paramètres (largeur de la fente, épaisseur de la cible de lithium, configuration de la lentille quadrupolaire de rassemble-

ment des positons) et les valeurs des résolutions mesurées ou calculées des divers éléments intermédiaires qui nous ont servi pour E_γ = 19,15 MeV à la détermination des résultats finals.

Tableau III.1

Epaisseur cible lithium (mg/cm^2)	ΔE_{mag} (keV)	ΔE_{col} (keV)	ΔE_{cal} (keV)	ΔE_{mes} (keV)	$\Delta E'_{mag}$ (keV)	réglage lentille "d"	cas figure III.11
65	0,01E+	107	220	220	0,01E+	D.F.	c
160	0,005E+	264	280	300	0,0074E+	D.F.	d
160	0,01E+	264	330	350	0,012E+	D.F.	b
160	0,01E+	264	325	410	0,0165E+	F.D.	a

Remarque : La configuration "défocalisant-focalisant" de la lentille quadrupolaire "d" (cas "b" "c" "d" du tableau), donnant le maximum de résolution ne correspond pas à un courant maximal de particules ; il faudra donc, lors des expériences, faire un choix en fonction de l'utilisation des photons.

CONCLUSION

La mise au point des divers systèmes de mesure des caractéristiques des faisceaux de photons et de positons permettant la mesure absolue et l'étude de la variation de ces caractéristiques en fonction des divers paramètres de l'installation, ont rendu possible, d'une part, les mesures absolues des sections efficaces photoneutroniques, et, d'autre part, la connaissance précise des limites de notre système de production des photons monochromatiques. Cette connaissance permet de choisir le type de configuration répondant le mieux aux expériences que l'on veut faire et de connaître la quantité d'information maximale que l'on peut tirer de nos mesures.

Tableau III.2

PRINCIPAUX REPERES POUR L'ETALONNAGE EN ENERGIE					
Sources radioactives		Réactions nucléaires		Réactions nucléaires	
Elements	E (MeV)	Réactions	E (MeV)	Réactions	E (MeV)
^{22}Na	1,276	D(γ,n)	2,22	I(γ,2n)	16,2
^{137}Cs	0,6616	^{195}Pt(γ,n)	6,13	Lu(γ,2n)	14,43
^{60}Co	1,715 1,3316	^{209}Bi(γ,n)	7,39	Ta(γ,2n)	14,3
		^{197}Au(γ,n)	8,05	Ho(γ,2n)	14,7
^{24}Na	2,754	^{63}Cu(γ,n)	10,8	- - - -	- - - -
^{89}Y	0,898 1,836	^{16}O(γ,n)	17,29	^{12}C(γ,γ)	15,11

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III

[III.1] R. BERGERE, E. DELEZENNE, A. VEYSSIERE, Etudes de moniteurs de courants pour un accélérateur linéaire d'électrons, N.I.M. 15 (1962) 327-354.

[III.2] C. SCHUHL, Sensibilité des chambres d'ionisation à xénon gazeux, rapport C.E.A. 1800 (1960).

[III.3] E. SEGRE, Experimental Nucleus Physics J. Wiley.

[III.4] (cf. II.11).

[III.5] A. VEYSSIERE, Etude et réalisation d'une "Coupe de Faraday", rapport C.E.A. R-3276 (1967).

[III.6] R.R. WILSON, Monte-Carlo study of shower production, Phys. Rev. 86 n°3 (1st May 1952).

[III.7] D.J. GIBBONS, Handbook of vacuum physics, Pergamon Press.

[III.8] H. BRUINING, Physics and applications of secondary emission, Pergamon Press.

[III.9] R.O. JENKINS and W.G. TRODDEN, Electron and ion emission of solids, Routbedge and Kegan Paul.

[III.10] A.J. DEBBER, Solid state physics, 6, Academic Press.

[III.11] S.A. BLAKENBURG, J.K. COBB, J.S. MORAY, Efficiency of secondary electron emission monitors for 70 MeV electrons, N.I.M. 39 (1966) 303-308.

[III.12] V.J. VANHUISE and R.E. VAN DE VIJVER, Efficiency of secondary emission monitors for electron beams, N.I.M. 15 (1962) 63-68.

[III.13] D.B. ISABELLE and P.H. ROY, Factors influencing the stability of a secondary electron monitor, N.I.M. 20 (1963) 17-20.

[III.14] S. OKABE, T. TABATA and R. ITO, Anomalous emission in secondary emission beam monitors, N.I.M. 26 (1964) 349-350.

[III.15] A. LADAGE, Energy dependence of secondary emission monitors between 10 MeV and 5 GeV, rapport DESY 65/16 Hambourg.

[III.16] T.L. AGGSON, The secondary emission monitor, lab. de l'accélérateur linéaire, Orsay, France, LAL 1028 (1962).

[III.17] H. FRANK, Z. Naturforschung 14a, (1959) 249.

[III.18] D. HARDER and H. FERBERT, Rückdiffusion schneller elecktronen in energibereich, Phys. Letters 9 n°3 (15.4.1964).

[III.19] D. TURCK, Diplom. Arbeit, Technischen Hochschule Darmstadt (1966).

[III.20] J.S. PRUITT, Secondary electron trajectories in a Faraday magnetic field, N.I.M. 39 (1966) 329-334.

[III.21] J. KRETSCHKO, D. HARDER and W. POHLT, Absolut messung der teilchenfluss-dichte schneller elektronen mit einem Faraday-Käfig, N.I.M. 16 (1962) 29-36.

[III.22] Notice technique C.E.A. de l'amplificateur AC4K2 Thomson Houston, document 226/66 (août 1966).

[III.23] Strahlenzentrum, Justus Liebig-Universität Giessen, rapport d'activité de 1970.

[III.24] G. AUDIT, N. de BOTTON, G. LE POITEVIN, C. SCHUHL et G. THOMAS, Etude expérimentale et théorique du nombre total de photons et de la forme de la raie obtenue par annihilation en vol de positons, rapport C.E.A. R-3628 (1968).

[III.25] B.M. SPICER, The present status of photoneutron cross-section measurements, Nuovo Cimento (supplément) 2 n°3 (1964).

[III.26] J. KOCKUM and N. STARFELT, The response to high-energy gamma rays of a NaI scintillation spectrometer, N.I.M. 4 (1959) 177-180.

[III.27] R.S. FOOTE and H.W. KOCH, Scintillation spectrometers for measuring the total energy of X-rays photons, Rev. Sci. Inst. 25 n°18 (1954) 746.

[III.28] R. HURST and D.J. DONAHUE, Nucl. Phys. A91 (1967) 365.

[III.29] (cf. II.7).

[III.30] C.R. HATCHER, R.L. BRAMBLETT, N.E. HANSEN and S.C. FULTZ, Width of photon line produced by positons annihilation at 15 MeV, N.I.M. 14 (1961) 337-342.

[III.31] H. ULLRICH, Phys. Letters 12 (1964) 114.

[III.32] G. AUDIT, N. de BOTTON, G. TAMAS, H. BEIL, R. BERGERE et A. VEYSSIERE, Etudes expérimentales et théoriques du nombre de photons et de la forme de la raie obtenue par annihilation en vol de positons monochromatiques, N.I.M. 79 (1970) 203-212.

[III.33] R.E. SEGEL, Isobaric spin in nuclear physics (ed. J.D. Fox Academic Press, New-York London (1966) p.217).

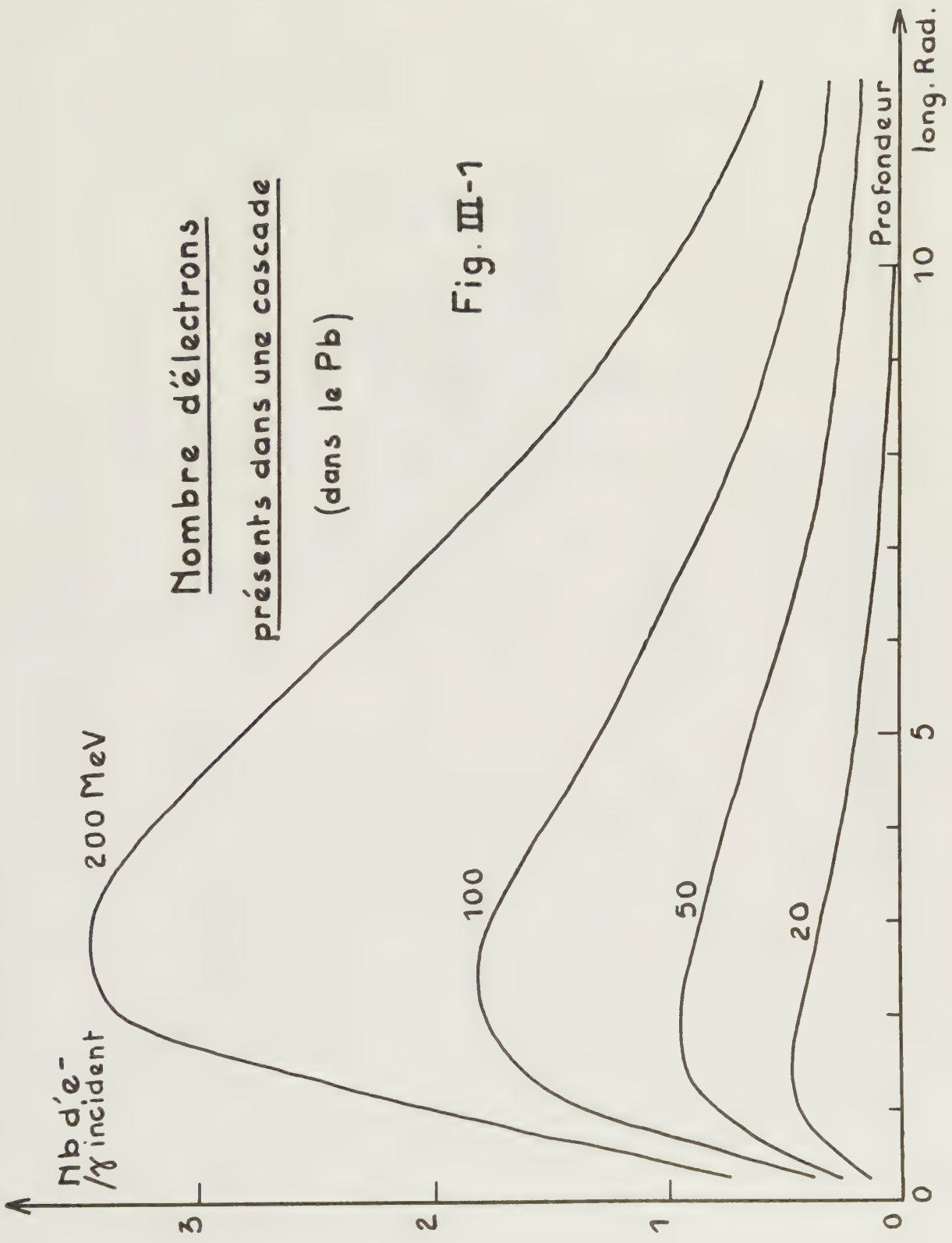
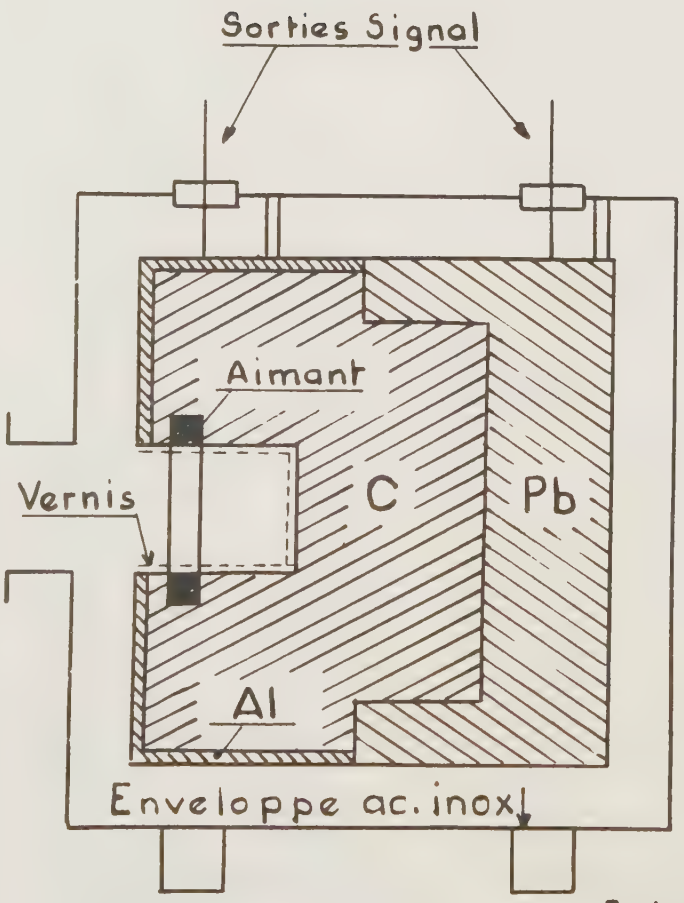

Nombre d'électrons
présents dans une cascade
(dans le Pb)
Nb d'e⁻ / γ incident
200 MeV
100
50
20
0
1
2
3
0
5
10
Profondeur
long. Rad.

Fig. III-1

Capteur de Faraday

Fig. III-2



Ech : 1/5

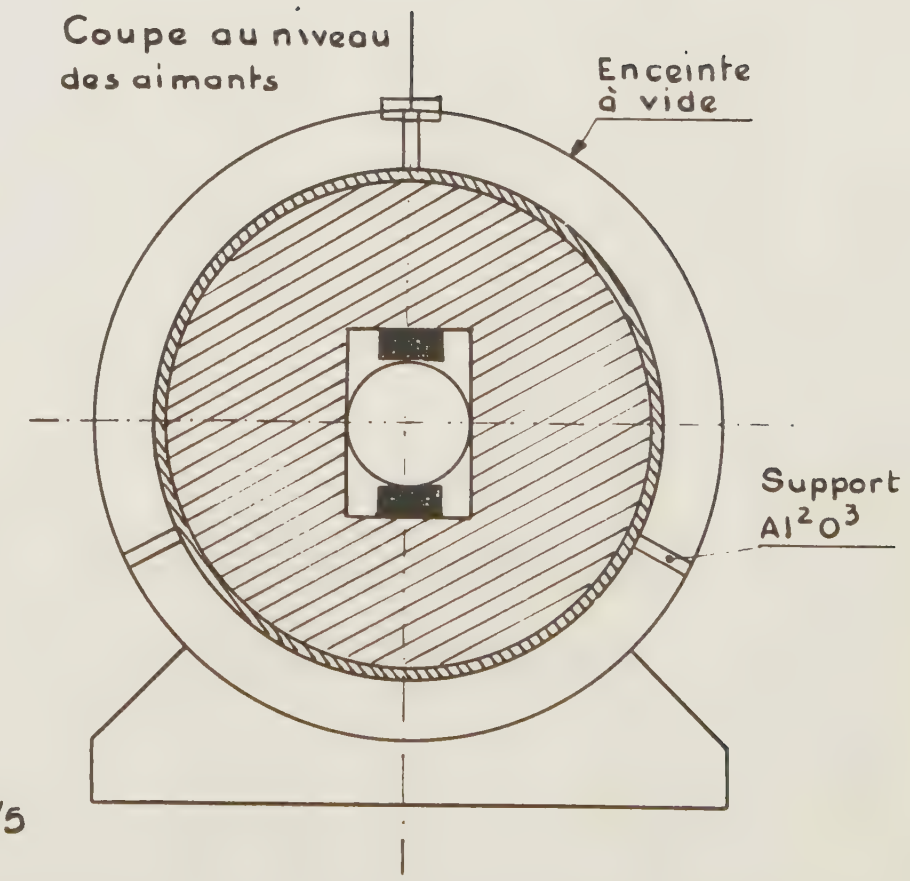


Schéma synoptique des systèmes de mesure des nombres de charges et de γ

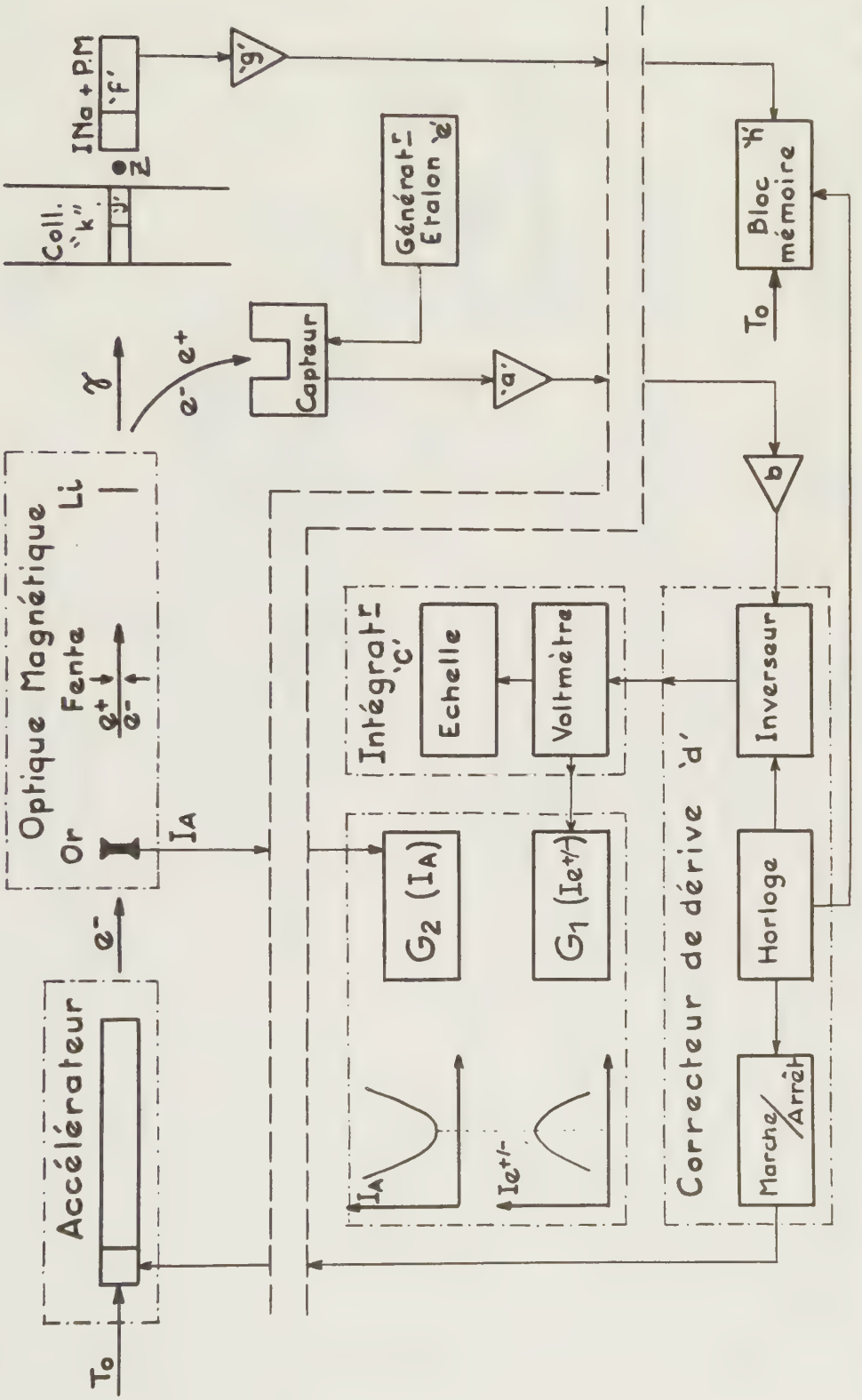


Fig. III-3

Courants de positons obtenus avec
le linéaire de 65 MeV

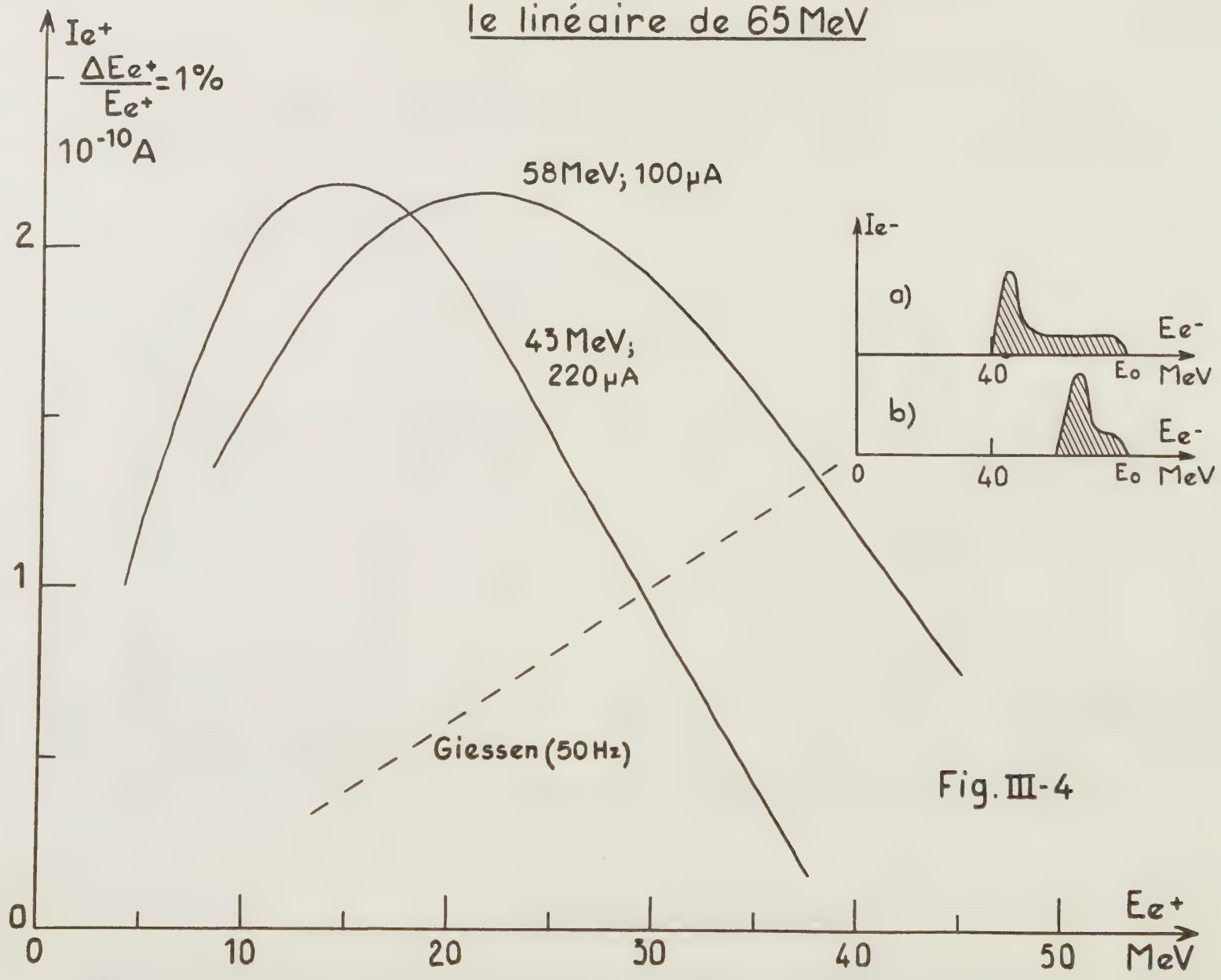
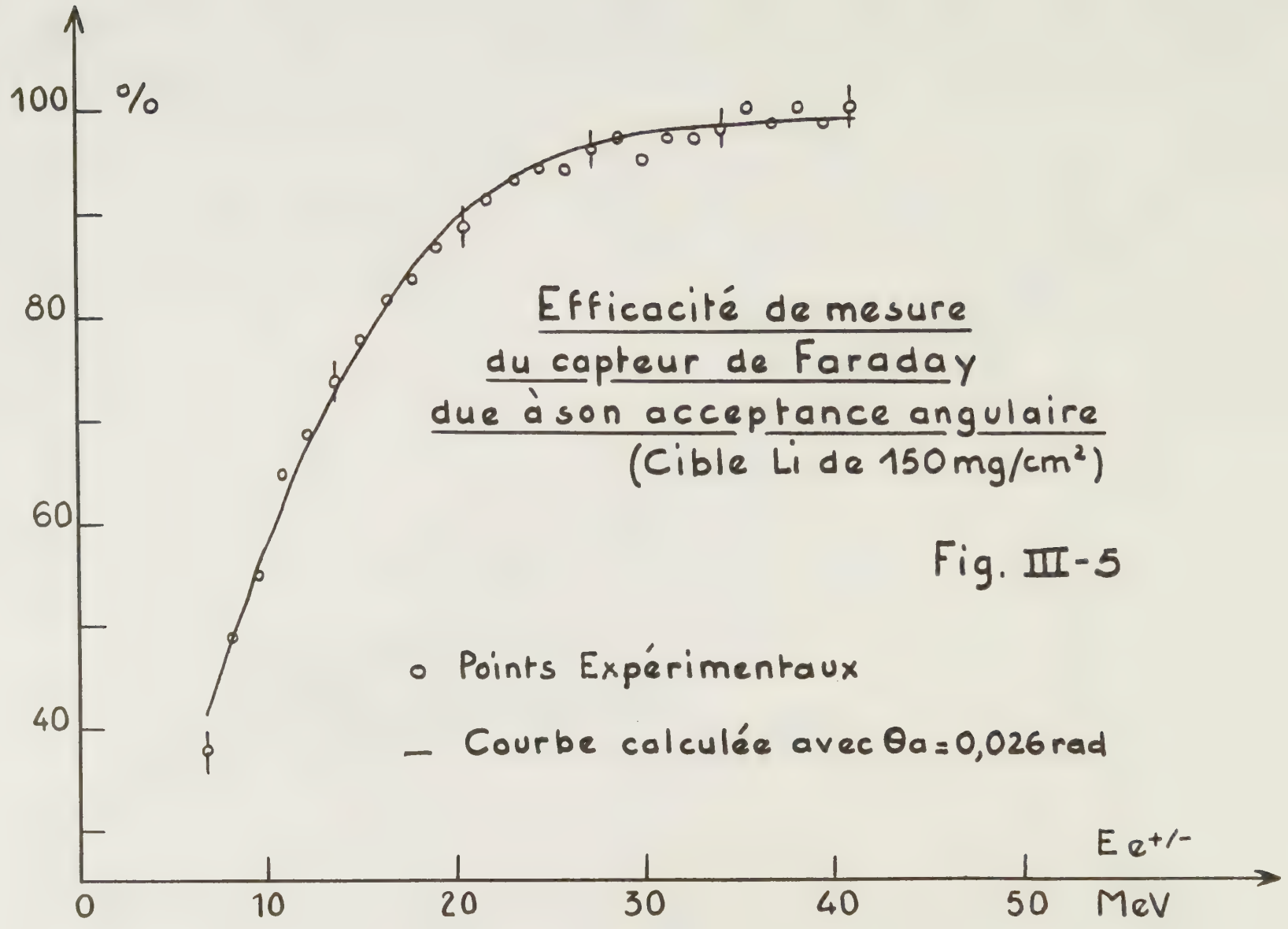


Fig. III-4

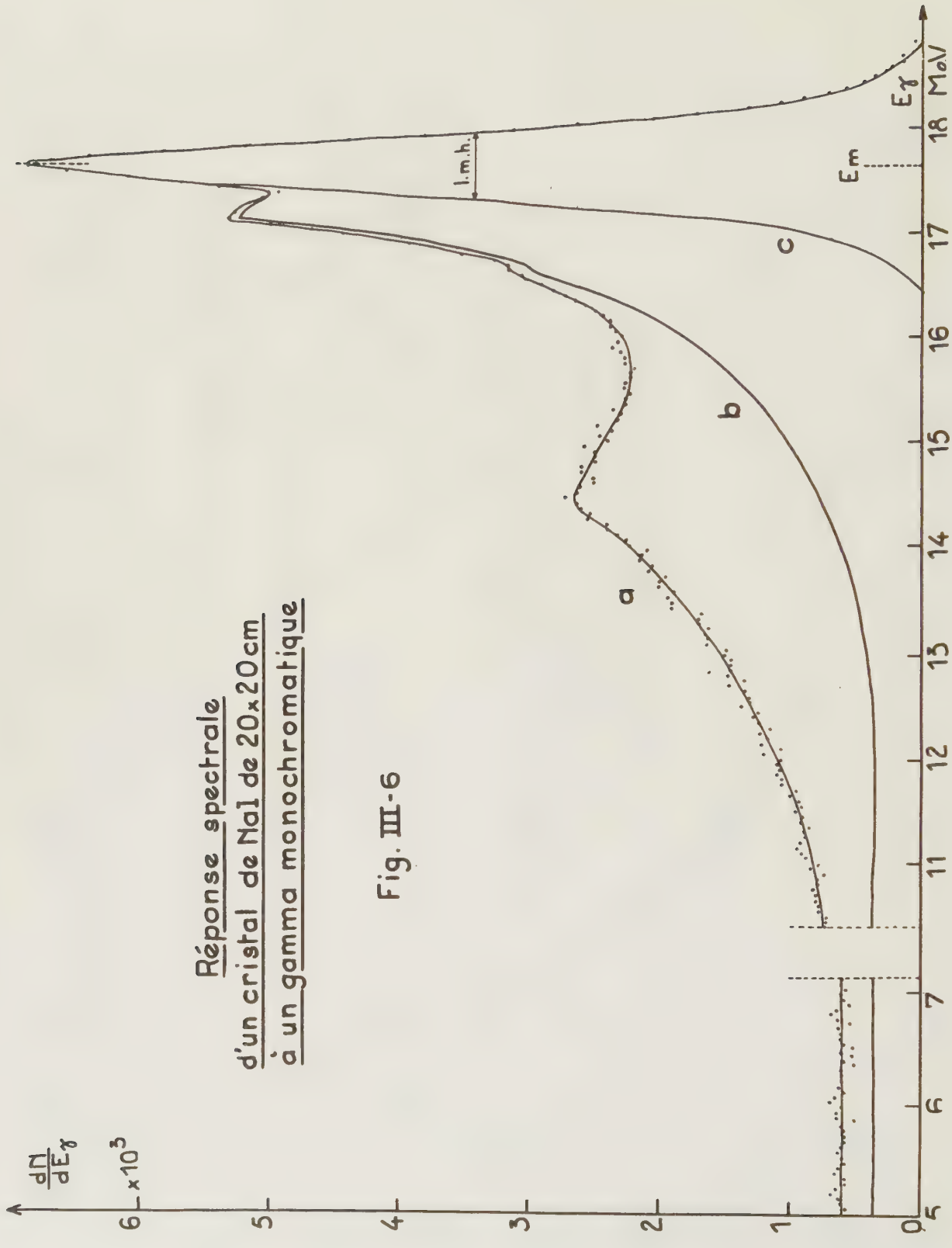


Efficacité de mesure
du capteur de Faraday
due à son acceptance angulaire
(Cible Li de 150 mg/cm²)

Fig. III-5

o Points Expérimentaux

— Courbe calculée avec θa = 0,026 rad



Réponse spectrale
d'un cristal de NaI de 20x20cm
à un gamma monochromatique

Fig. III-6

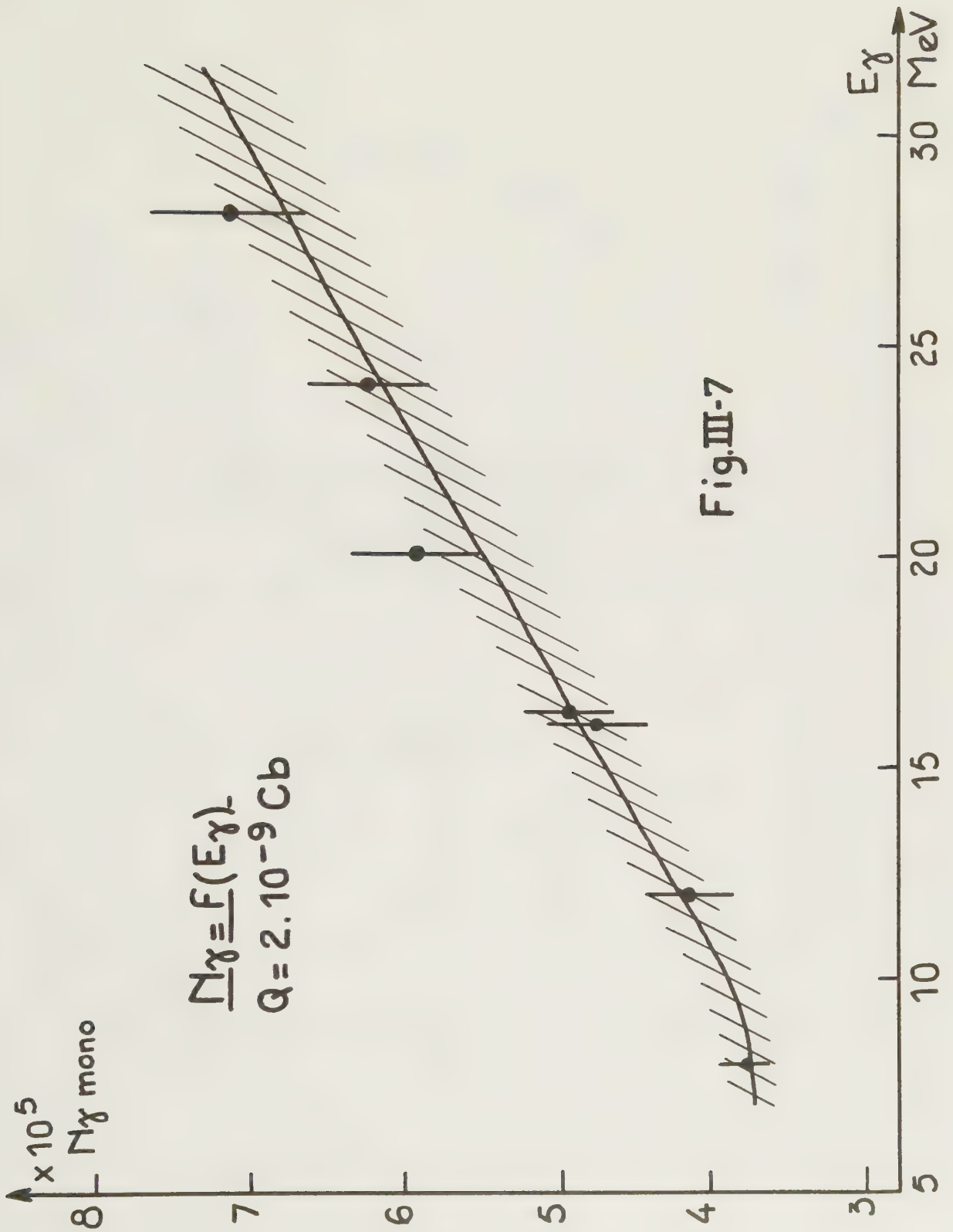


Fig.III-7

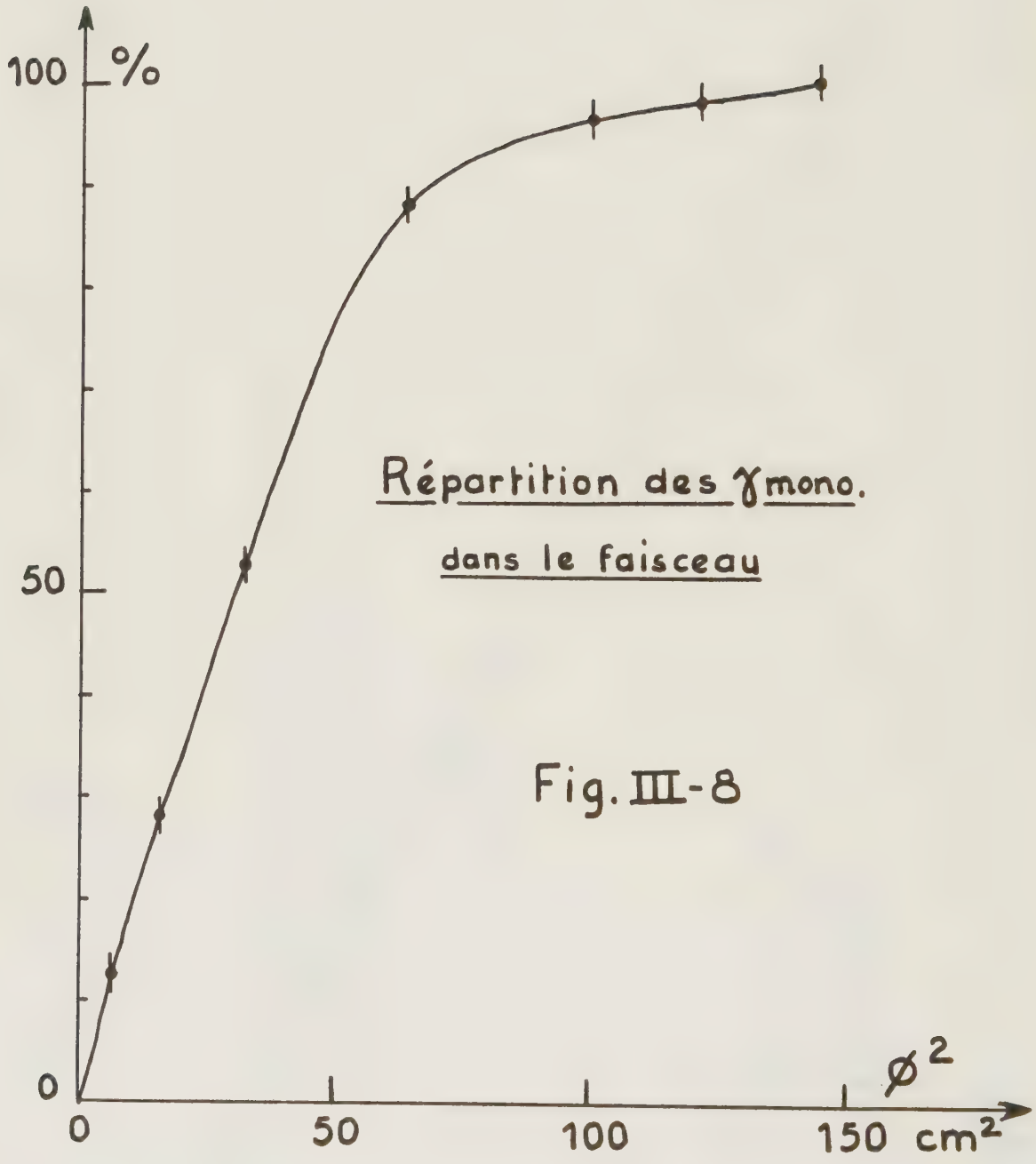

100
%
50
0
0
50
100
150 cm²
Ø²
Répartition des γ mono.
dans le faisceau

Fig. III-8

Diagramme et spectre énergétiques des réactions

Si(γ,p)Al et Si(γ,α)Mg

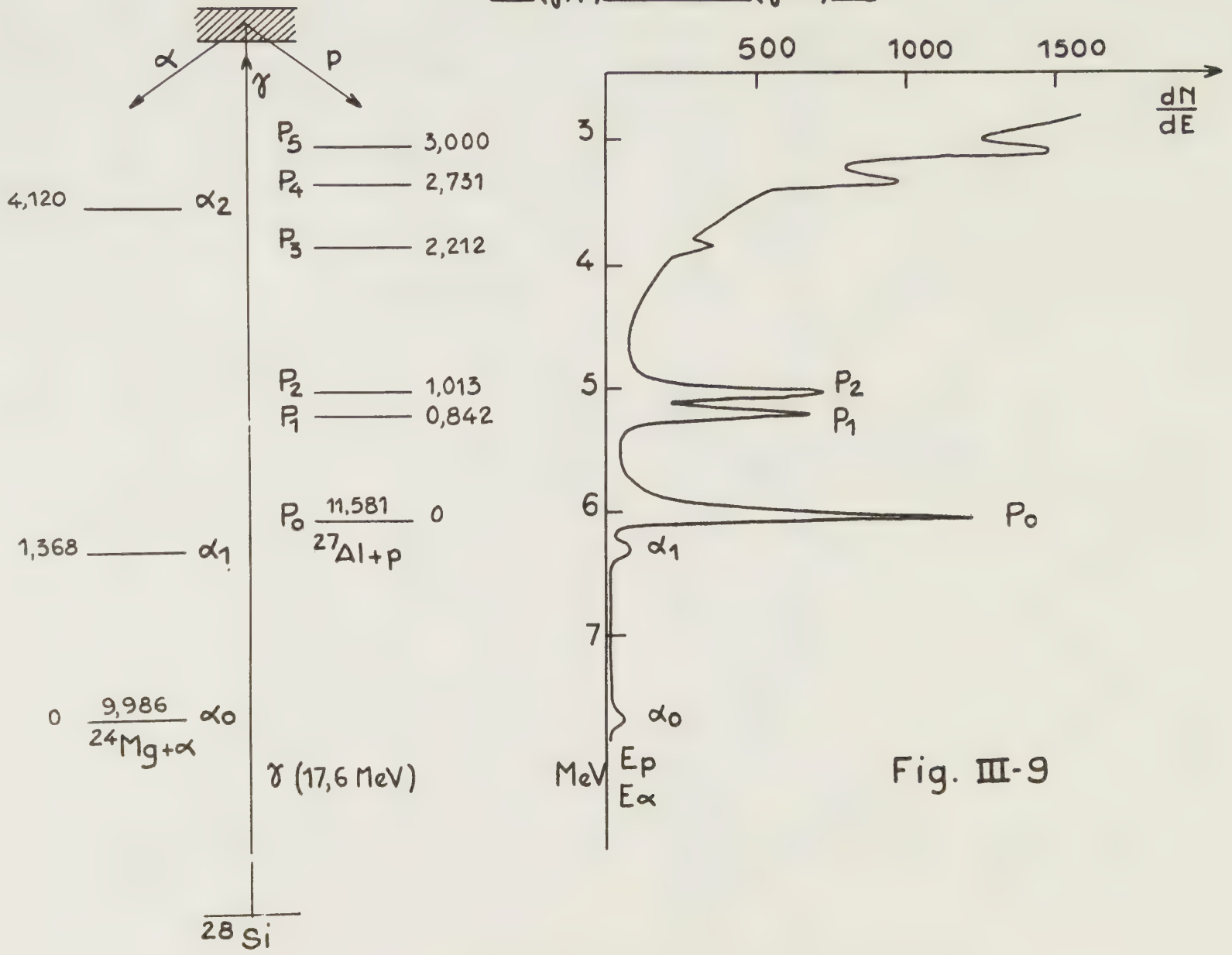


Fig. III-9

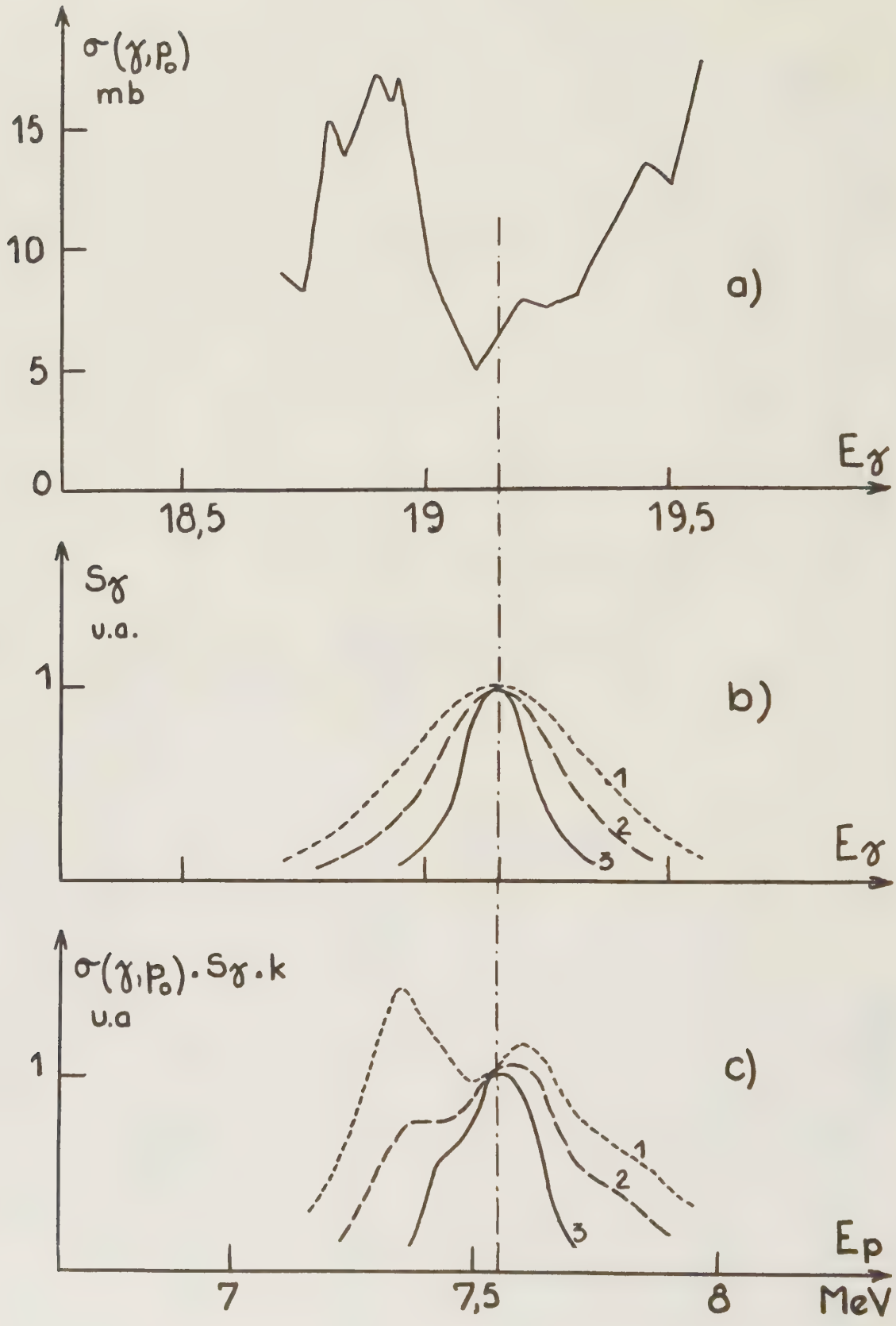

σ(γ,p₀)
mb
15
10
5
0
18,5
19
19,5
Eγ
a)
Sγ
u.a.
1
b)
1
2
3
Eγ
σ(γ,p₀).Sγ.k
u.a
1
c)
1
2
3
Ep
7
7,5
8
MeV

Fig. III-10

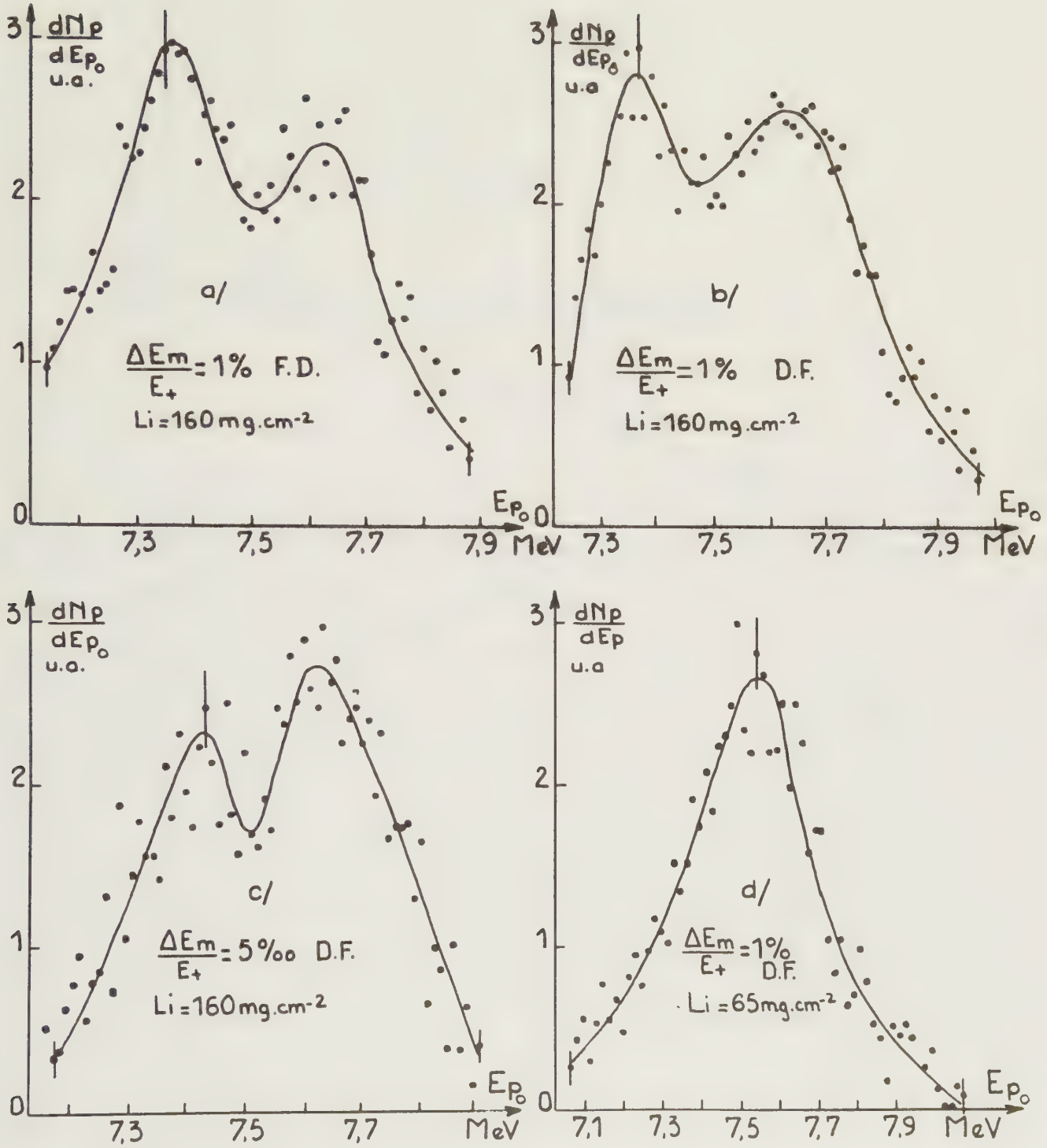
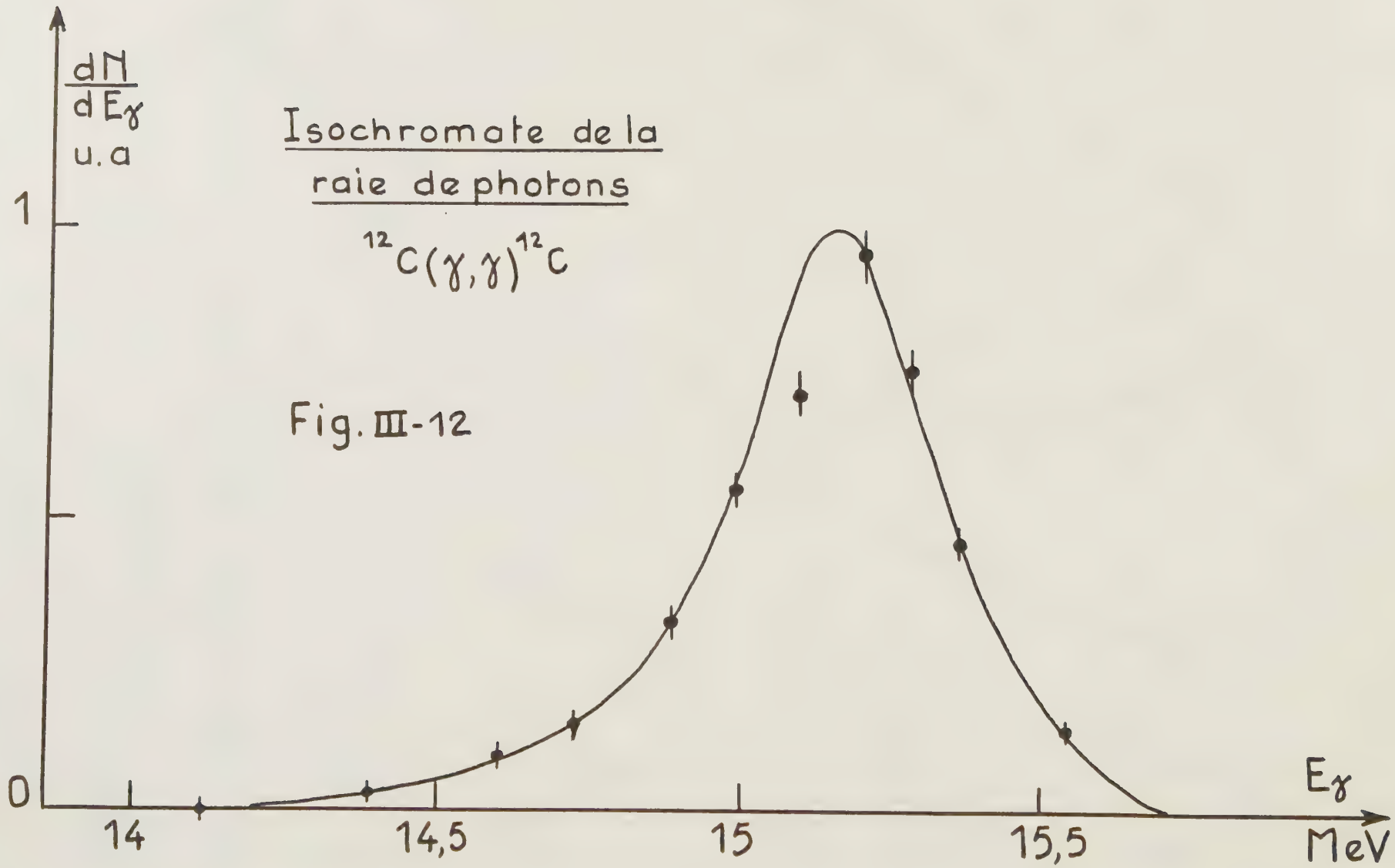

dNp/dEp₀ u.a.
a/
ΔEm/E₊ = 1% F.D.
Li = 160 mg.cm⁻²
b/
ΔEm/E₊ = 1% D.F.
Li = 160 mg.cm⁻²
c/
ΔEm/E₊ = 5‰ D.F.
Li = 160 mg.cm⁻²
d/
ΔEm/E₊ = 1% D.F.
Li = 65 mg.cm⁻²
Ep₀
MeV
7,1
7,3
7,5
7,7
7,9
0
1
2
3

Fig. III-11



Isochromate de la raie de photons

$^{12}C(\gamma,\gamma)^{12}C$

Fig. III-12

Chapitre IV

SYSTEME DE DETECTION DES PHOTONEUTRONS

Le but essentiel, lors de la mise en place du système de détection des photoneutrons, a été d'avoir la plus grande efficacité possible pour pouvoir, comme nous l'avons vu au chapitre I, mesurer avec précision les sections efficaces absolues $\sigma(\gamma,xn)$ avec $1 \leq x \leq 4$ et de déterminer sans ambigüité l'allure et les seuils des réactions (γ,n) et $(\gamma,2n)$. Ceci nous a tout naturellement conduits à utiliser un détecteur constitué par un très grand volume de liquide scintillant chargé par un corps à forte section efficace de capture neutronique. C'est en 1954 que F. REINES [Réf.IV.1] employa pour la première fois à Los Alamos un détecteur de ce type qui fût depuis cette date largement utilisé dans tous les domaines de la physique, que ce soit pour la mesure de "ν" [Réf.IV.2-3-4-5], l'évaluation de "α" [Réf.IV.6], la détermination des sections efficaces "n,2n" [Réf. IV.7] ; mais c'est la première fois que l'on utilisait un tel dispositif pour détecter des neutrons induits par des photons monochromatiques.

Malheureusement, en raison de son grand volume, ce détecteur est très sensible aux différents bruits de fond induits par les rayons gamma, les neutrons et les rayons cosmiques, et l'on devra se livrer, avant de faire les mesures proprement dites, à une identification de tous les bruits de façon à les faire disparaître ou du moins, à les réduire, sans quoi toute expérience serait vouée à l'échec.

Ce chapitre sera consacré à l'étude, à la description et à l'utilisation de l'ensemble de détection ; il sera donc composé d'une première partie traitant des propriétés et des principales caractéristiques du détecteur proprement dit, d'une deuxième partie donnant une description sommaire de l'appareillage électronique associé, d'une troisième partie dans laquelle nous identifierons les différents bruits de fond et donnerons les moyens de les combattre, et enfin, d'une dernière partie où nous essaierons, compte tenu de l'efficacité et des bruits de fond, de dégager des lois d'utilisation du détecteur en fonction des quantités de matériau disponibles pour la fabrication des cibles.

IV.A. DETECTEUR DE PHOTONEUTRONS

IV.A.1. Description . Il se compose d'une sphère de 1 mètre de diamètre, remplie de 500 litres de scintillateur organique NE 323 chargé à 0,5 % en poids de gadolinium naturel. Un cylindre métallique de 15 centimètres de diamètre permettant l'introduction des cibles à étudier et le libre passage du faisceau de rayons gamma traverse la sphère de part en part. Les parois internes de la sphère et du cylindre sont recouverts d'une peinture blanche à base de $Ti\ O^2$ évitant toute perte de lumière provenant des scintillations.

A la périphérie du détecteur sont disposés huit photomultiplicateurs du type EMI 9530 à grande surface cathodique (100 cm^2) détectant les scintillations dues aux rayons gamma ou au proton de recul dans le liquide. Pour les neutrons, le principe de détection est le suivant : un neutron (en général rapide) injecté au centre de la sphère au temps initial t_o est ralenti par chocs élastiques successifs sur les protons du scintillateur jusqu'à ce qu'il arrive à une énergie thermique. Lorsqu'il est suffisamment thermalisé, il est capturé par un noyau de gadolinium qui se désexcite en émettant une cascade de rayons gamma dont l'énergie totale est voisine de 8 MeV. Ces rayons gamma à leur tour perdent leur énergie en produisant dans le liquide des scintillations vues par les photomultiplicateurs.

A la sortie de ceux-ci, on dispose d'une impulsion électrique appelée "impulsion neutronique" par opposition à l'impulsion produite par le premier proton de recul appelée "impulsion prompte" parce qu'elle se produit simultanément avec t_o.

Le scintillateur NE 323 est constitué principalement par du xylène représentant 55 % d'atomes d'hydrogène et 45 % d'atomes de carbone. Le gadolinium naturel qui charge le scintillateur se compose de 7 isotopes dont seulement 2 (le 155 et le 157) participent de façon appréciable à la capture neutronique. Ces deux isotopes représentent 14,73 % et 15,68 % du gadolinium naturel et donnent, en se désexcitant, des cascades de rayons gamma dont l'énergie totale est respectivement de 8,46 et 7,87 MeV. La désexcitation de ces noyaux se fait, soit par cascades doubles, soit par cascades multiples, et l'on peut dire que, grosso-modo, elle se compose de trois rayons gamma en moyenne.

En général, l'utilisateur a besoin de connaître deux caractéristiques de ce détecteur :

- La distribution en temps (h(t)) de la probabilité de capture par le gadolinium des neutrons injectés au centre du détecteur ; elle permet de déterminer les instants les plus propices à la détection des neutrons eu égard aux bruits de fond ambiants.

- L'efficacité de détection des neutrons (ε) en fonction de leur énergie initiale et de leur position d'injection. La connaissance de ce paramètre est indispensable si l'on veut mesurer des sections efficaces en valeur absolue et évaluer les erreurs sur cette dernière, quand le spectre d'émission des neutrons est assez étalé.

On peut avoir accès à ces paramètres h(t) et ε, soit par le calcul, soit par l'expérience, et il est avantageux d'avoir à sa disposition les deux systèmes car, si le calcul permet de connaître l'influence de la variation de n'importe quel paramètre physique ou géométrique (dimensions du détecteur, concentration de de Gd, etc ...), l'expérience nous donnera les valeurs absolues englobant des éléments dont il est impossible de tenir compte (gain de la chaîne électronique, seuil

de discrimination, rendement de collection de la lumière, etc ...) absolument nécessaires à nos expériences.

Nous nous proposons d'examiner dans ce qui suit les deux méthodes, théorique et expérimentale, permettant d'avoir accès à ε et à h(t).

IV.A.2. Evaluation théorique de ε et de h(t) . Comme nous l'avons dit, l'approche théorique ne pourra donner que des résultats relatifs, résultats suffisants pour l'étude de h(t) et de ε en fonction de la variation des différents paramètres que l'on pourra introduire dans les calculs, mais insuffisants pour évaluer ε dans une configuration définitive.

Le calcul, qui donne de toutes façons ε et h(t) simultanément, utilise une méthode de Monte-Carlo pour décrire le ralentissement, l'absorption ou la perte des neutrons injectés avec une énergie E_n dans le liquide scintillant dont on connaît les sections efficaces des différentes interactions possibles avec les neutrons. On tire au sort (avec une table de hasard) la distance et le type d'interaction de ce neutron, ce qui permet de savoir si celui-ci est :

- capturé ; dans ce cas, son histoire est terminée et l'on calcule le temps écoulé jusqu'à la capture, donnant ainsi un point sur l'histogramme de h(t) ;
- sorti du détecteur ; là aussi, l'histoire du neutron est terminée ;
- diffusé ; dans ce cas, on continue son histoire en tirant au sort une nouvelle direction, un nouveau type d'interaction et une nouvelle distance d'interaction.

On répète ce processus pour 1.000, 2.000 ou 3.000 neutrons suivant la statistique désirée, et l'on obtient ainsi, d'une part h(t) directement, d'autre part ε en comptabilisant les neutrons perdus.

Les premiers calculs de ce type furent faits par F. REINES [Réf.IV.1] qui, à cause du peu de puissance des calculateurs de l'époque, ne put étudier qu'un nombre restreint de paramètres et dut se contenter d'une statistique assez pauvre ; néanmoins, ses résultats permirent la construction de la plupart des détecteurs

utilisés dans les dix années suivantes. Ces résultats permirent aussi de montrer que lors du ralentissement, l'énergie des neutrons se dégrade très rapidement et que ces particules passent la majorité de leur vie à des énergies thermiques. En partant de ce fait, J.B. PARKER [Réf.IV.8] pût mettre au point un calcul de Monte-Carlo simplifié en arguant du fait qu'une fois les neutrons thermalisés, il n'était plus nécessaire de continuer leur histoire, puisque à ce moment-là, leur libre parcours moyen était très inférieur aux dimensions du détecteur et ils étaient irrémédiablement voués à être absorbés par le gadolinium. On pouvait donc arrêter le programme de Monte-Carlo (d'où économie de temps d'ordinateur) et continuer à décrire le comportement des neutrons par une équation de diffusion de la forme :

$$g(t')\,dt' = k\,\beta \exp(-\beta\, t')\,dt' \qquad \text{(IV.1)}$$

où β est un paramètre de ralentissement qui dépend des constantes nucléaires des divers constituants du scintillateur ; k est la probabilité (un peu inférieure à 1) que le neutron soit capturé par le gadolinium ; g(t') dt' est la probabilité de capture du neutron au temps t' et t' est le temps compté à partir de la thermalisation.

Le seul problème pour Parker était de définir l'énergie "G" à partir de laquelle il pouvait arrêter le calcul de Monte-Carlo. Il fit plusieurs essais et montra que ce paramètre n'était pas critique à partir du moment où on le choisissait inférieur à 100 meV.

J.B. Parker alla même plus loin dans la simplification du calcul en ajustant l'histogramme obtenu au moyen de la méthode de Monte-Carlo par une formule analytique de la forme :

$$f(t) = a^2 t \exp(-at) \qquad \text{(IV.2)}$$

où f (t) est la probabilité qu'un neutron émis, s'il survit dans le détecteur, a

de parvenir à l'énergie "G" à l'instant t ; a est un paramètre d'ajustement.

Finalement, en convolant les deux fonctions, on obtient la probabilité qu'a une particule atteignant "G" d'être absorbée par le gadolinium dans l'intervalle de temps (T, T + dt) :

$$h(T) \cdot dT = k \cdot dT \int_0^T \beta\, f(t) \exp\left[-\beta \cdot (T - t)\right] dt. \qquad \text{(IV.3)}$$

Enfin, J. POITOU [Réf.IV.9] à Saclay a mis au point un calcul complet (toujours à base de Monte-Carlo) décrivant comme les précédents auteurs l'histoire des neutrons depuis leur injection jusqu'à leur capture ou leur perte, puis, ce qui est nouveau, l'histoire des rayons gamma provenant de la désexcitation des noyaux de gadolinium jusqu'à leur absorption dans le milieu scintillant. Ce calcul très élaboré programmé sur IBM 360/91 permet de faire varier un grand nombre de paramètres (dimensions et forme des détecteurs, proportion de gadolinium, énergie des neutrons, etc ...) et d'évaluer une efficacité intrinsèque du détecteur puisque la capture des rayons gamma est prise en compte.

IV.A.3. *Dispositif expérimental* . Ici encore, le même dispositif expérimental, représenté sur la figure IV.1, permet de mesurer simultanément les paramètres ε et h(t). La source de neutrons est constituée par un dépôt de ^{252}Cf qui émet en moyenne, par fissions spontanées, 3,784 neutrons d'énergie moyenne égale à 2,17 MeV. On place la source au centre du détecteur et l'on compte, d'une part le nombre de fissions NF, d'autre part le nombre CT de neutrons détectés par les photomultiplicateurs à l'aide de deux chaînes :

- La chaîne NF : elle se compose i) d'une jonction à semi-conducteur (enfermée avec le dépôt de ^{252}Cf dans une enceinte vidée d'air) détectant un des deux fragments de fission ; ii) d'un amplificateur de charges et d'un discriminateur d'amplitude éliminant les impulsions dues aux alphas ; iii) d'une échelle de comptage et d'un codeur de temps dont l'entrée "START" reçoit l'impulsion "ta" sortant du discriminateur.

- La chaîne de comptage des neutrons : c'est la chaîne classique servant pendant les expériences (γ,in) ; elle sera décrite dans la seconde partie de ce chapitre mais on peut déjà dire que l'électronique associée aux huit PM permet de connaître le nombre i ($0 \leqslant i \leqslant 7$) de neutrons issus d'une fission déterminée et qu'une batterie d'échelles permet de savoir le nombre de fois Ni que l'on a eu "i" neutrons par fission pendant un temps donné. Une échelle (B d F) permet d'évaluer le bruit de fond ambiant et une autre (CT) permet de compter le nombre total de neutrons indépendemment de leur multiplicité.

Le comptage des neutrons ne peut se faire que pendant une porte en temps de 25 µs de large déclenchée par une fission, de telle sorte que l'on est absolument certain de compter seulement les neutrons provenant des fissions NF prises en compte.

Enfin, l'électronique fournit une impulsion "tb" correspondant au premier neutron détecté et attaquant l'entrée "STOP" du codeur en temps dont la sortie "ADRESSE" est envoyée sur un *bloc mémoire*. La résolution en temps du codeur est de 50 ns (HC 25 Intertechnique).

IV.A.4. *Evaluation expérimentale et comparaison*

- Mesure de h(t) : on utilise le codeur en temps qui reçoit sur son entrée "START" l'impulsion "ta" provenant de la fission caractérisant l'instant de départ de tous les neutrons, et sur son entrée "STOP" l'impulsion "tb" provenant du premier neutron détecté représentant ainsi l'instant où il a été absorbé ; la différence "tb - ta" est donc bien le temps de vie du neutron. L'information élaborée par le codeur est envoyée et stockée dans le bloc mémoire (BM 96 Intertechnique) ce qui permet, après un certain nombre de fissions (plusieurs milliers), de visualiser directement d h(t)/dt.

La figure IV.2 montre le résultat d'une telle expérience pour notre détecteur ; sur cette même figure, nous avons porté les résultats obtenus par la formule analytique de Parker et le calcul de Monte-Carlo de Poitou. Nous voyons qu'il y a une bonne concordance entre ces trois résultats et que l'on peut faire une très

bonne confiance aux méthodes théoriques.

De ces résultats, deux paramètres importants pour la conduite des futures manipulations (γ,in) vont être extraits : ce sont le temps "Tm" auquel commencent à être détectés les neutrons en nombre appréciable et le temps maximum "TM" au bout duquel 95 % des neutrons sont capturés. Ces deux valeurs permettront de limiter au maximum le temps pendant lequel les neutrons seront comptés permettant ainsi de rendre optimum le rapport Signal/Bruit de fond. On prend Tm = 0,6 µs ; TM = 25,6 µs.

- Mesure de l'efficacité "ε" : c'est la mesure fondamentale pour le type d'expérience que nous faisons et il est indispendable de pouvoir la faire à tous moments car un grand nombre de paramètres peut venir modifier ou perturber sa valeur, contrairement à h(t) fait une fois pour toutes.

De plus, de la connaissance indispensable de la valeur absolue de ε, une étude de sa stabilité permet de tester le bon fonctionnement de l'installation toute entière et de détecter les défauts éventuels aussi bien sur l'électronique que sur le détecteur proprement dit.

Après avoir vérifié que :

$$CT = \sum_{i=0}^{7} i\ Ni$$

et que

$$NF = \sum_{i=0}^{7} Ni$$

l'efficacité a pour expression :

$$\varepsilon = \frac{C\ T - B\ d\ F}{3{,}784 * N\ F} \qquad \text{(IV.4)}$$

On peut obtenir, avec notre détecteur, des efficacités de l'ordre de 85 % mais, à cause des bruits de fond, la valeur couramment utilisée à Saclay est de l'ordre de 65 %.

En plus de la mesure de la valeur absolue, une autre mesure (relative cette fois) a été faite sur la variation de "ε" en fonction de la position du point d'injection des neutrons dans le détecteur. La figure IV.3 rapporte cette mesure où nous l'avons comparée avec les résultats d'un calcul fait par Poitou. Nous voyons un bon accord autour de la position centrale entre les points mesurés et expérimentaux. Cette région seule nous intéresse car il est peu probable que la cible s'écarte de plusieurs centimètres de sa position normale. Vers les bords du détecteur, la différence entre les points s'accentue car il est très difficile dans le calcul de tenir compte des bords du détecteur.

Enfin, nous présentons sur la figure IV.4 la variation d'efficacité en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Evidemment, cette courbe est tirée des calculs de Poitou puisqu'il est impossible expérimentalement, de faire varier l'énergie des neutrons. La courbe "a" représente la variation de "ε" d'un détecteur sphérique plein tandis que la courbe "b" est relative à un détecteur sphérique traversé par un cylindre de 15 cm de diamètre (l'efficacité intrinsèque se réduit uniquement à l'efficacité de capture des neutrons par le gadolinium).

On voit, d'après ces courbes, que l'efficacité ne varie pas de façon critique quand l'énergie des neutrons ne dépasse pas quelques MeV, ce qui est notre cas puisque la majorité des photoneutrons sont des neutrons d'évaporation émis par le noyau composé.

IV.B. ELECTRONIQUE ASSOCIEE AU DETECTEUR

Un ensemble d'électronique doit être organisé autour de trois critères permettant l'extraction des signaux sans altération de l'information qu'ils portent et avec le rapport signal/bruit le plus élevé possible. Ces trois critères sont :

IV.B.1. La bande passante . Elle est déterminée par le fait que nous voulons conserver, non la forme, mais la multiplicité des signaux issus du détecteur, puisque nous désirons mesurer les sections efficaces γ,n γ,2n γ,3n et γ,4n. Pour

cela nous utilisons la formule analytique de Parker (formule IV.3) qui donne le temps de ralentissement d'un neutron et nous calculons la probabilité pour qu'il y ait empilement de deux neutrons.

Les impulsions telles qu'elles sont fournies par notre système détecteur (P.M. EMI + sphère) ont une largeur à mi-hauteur de 60 ns donnant une probabilité d'empilement de quelques 0/00 [Réf.IV.10]. Ce chiffre est tout à fait tolérable en égard aux autres erreurs expérimentales et nous avons normalisé toutes nos impulsions à cette largeur. Cela nécessite une bande passante de l'électronique de l'ordre de 10 MHz, facilement obtenue avec l'électronique standard C.E.A.

IV.B.2. *La séquence des portes en temps* . Elle est liée aux caractéristiques de fonctionnement de l'accélérateur et du détecteur. Nous voyons sur la figure IV.5 :

- en "a", la séquence des impulsions de l'accélérateur linéaire ; une impulsion de synchronisation "To" déclenche les diverses sources de puissance et l'injection d'une "bouffée" d'électrons de 2 µs de large à la fréquence de 500 Hz.

- en "b", les impulsions à la sortie du détecteur ; nous trouvons tout d'abord, pendant 2 µs en phase avec l'impulsion d'électrons des signaux représentant les neutrons ralentis et absorbés se situant tout de suite après les premiers rayons gamma et ce, pendant plusieurs dizaines de microsecondes. Enfin, se superposant à tout cela, des signaux aléatoires provenant du bruit de fond permanent BFØ.

- en "c", la séquence des portes telle qu'elle est réalisée dans l'ensemble électronique. Cette séquence est déclenchée par l'impulsion de synchronisation T_o provenant du linéaire et comporte une porte de temps de 25 µs (où tombent 95 % des neutrons) située à 0,6 µs après la fin de la bouffée de rayons gamma et une autre porte de même largeur (25 µs) située à 1.700 µs de la première et destinée à compter le bruit BFØ. Cette disposition permet de compter le maximum de neutrons utiles sans être perturbé par les rayons gamma diffusés.

IV.B.3. *L'élimination de certains signaux* . Elle peut se faire par différents moyens dont les plus souvent utilisés sont :

- la discrimination à seuil bas permettant d'éliminer les petits signaux provenant des bruits électroniques ;

- la coincidence ou l'anticoincidence entre signaux provenant de différentes origines, permettant d'éliminer les bruits dont les sources sont supposées erratiques dans le premier cas et en phase dans le second ; les signaux utiles étant toujours en phase sont renforcés avec le premier arrangement et doivent être protégés avec le second.

La disposition de ces différents circuits dans l'ensemble électronique sera décrit, pour des raisons de compréhension, dans le paragraphe réservé aux différents bruits de fond (cf. § IV.C).

La figure IV.6 montre le schéma synoptique de l'électronique réalisée à partir des conclusions précédentes et permettant de mesurer la multiplicité des signaux. Les scintillations de la boule sont vues par deux groupes de 4 PM appelés (PMAV) pour ceux situés près de l'arrivée du faisceau γ et (PMAR) pour les autres. Ces deux groupes de PM constituent le point de départ de deux chaînes rigoureusement semblables composées chacune d'un mélangeur (M), d'un ensemble amplificateur-écréteur (AL) et d'un distributeur (DI) à deux voies ; chacune des voies d'un distributeur est mise en coincidence avec son homologue sur l'autre distributeur en passant par un discriminateur à seuil haut (DH) pour les unes, et à seuil bas (DB) pour les autres. Le signal provenant des coincidences (COB) à seuil bas est mis en anticoincidence ($\overline{CO}$) avec celui provenant des coincidences à seuil haut (COH) (cette façon de procéder sera expliquée dans la troisième partie relative aux bruits de fond, § IV.C).

Le signal résultat S représente l'information proprement dite la plus élaborée possible, c'est-à-dire mise en forme et débarrassée au maximum des signaux parasites. Ce signal ainsi que "To" sont envoyés sur un analyseur d'évènements multiples (A.E.M. construit à Saclay au DEG par Mr Boucherie) permettant de connaître le nombre i d'impulsions présentes dans la porte signal de 25 µs et d'incrémenter d'une unité l'échelle Ni ($0 \leq i \leq 7$) correspondante, puis d'aiguiller

le contenu de la seconde porte contenant le bruit de fond vers une échelle (BFØ). En plus des échelles (Ni) nous disposons pour les besoins des calculs futurs :

- d'une échelle (CT) affichant le nombre de coups totaux enregistrés au cours d'une expérience, quelle que soit leur multiplicité. On doit donc avoir :

$$CT = \sum_{i=0}^{7} i\ Ni$$

- d'une échelle (TZ) comptant le nombre de séquences : c'est-à-dire le nombre d'impulsions To venant du linéaire ;

- d'une échelle (Q) associée au capteur de Faraday intégrant le nombre de charges tombées sur celui-ci et donnant donc une indication proportionnelle au nombre de rayons gamma incidents sur la cible à étudier ;

- d'une échelle (BF3) associée à un compteur à BF3 noyé dans le polyéthylène destiné à évaluer le bruit de fond produit par le fonctionnement de l'accélérateur linéaire.

Toutes ces échelles peuvent, à volonté, être mises en marche, arrêtées, lues et remises à zéro, à partir de la centrale d'acquisition de données, elle-même commandée par un calculateur (cf. chapitre sur l'acquisition des données).

IV.C. LES BRUITS DE FOND

Comme nous le disions au début de ce chapitre, le principal inconvénient de notre détecteur est sa grande sensibilité aux bruits de fond, tant neutronique que photoniques. Ce n'est qu'après une étude très longue des caractéristiques de ces différents bruits et une lutte visant à les supprimer ou tout au moins à les diminuer, qu'ont pu être entreprises les expériences photonucléaires proprement dites.

Nous nous proposons d'examiner ces différents bruits en précisant leurs origines, leurs caractéristiques et la façon dont nous les avons atténués ou supprimés.

IV.C.1. *Le bruit BF'O* . Dû aux photomultiplicateurs (bruit électronique et "post-impulsion"), il est très fortement atténué par des coincidences entre groupe de PM (tiroir (COB) de la figure IV.6) ainsi que par un discriminateur d'amplitude éliminant toutes les impulsions inférieures à une certaine tension (DI).

IV.C.2. *Le bruit BF"O* . Dû à la radioactivité naturelle des murs et du sol entourant le détecteur et aux rayons cosmiques. Les signaux provenant de ces derniers sont de très grande amplitude puisque les gerbes perdent à peu près 160 MeV dans le scintillateur ; on les réduit facilement par des coincidences à seuil haut (COH) entre groupe de PM suivies par des anticoincidences ($\overline{CO}$) avec le signal venant de (COB).

De ces deux bruits, il reste une contribution BFØ permanente fonction des seuils bas des discriminateurs indépendant du fonctionnement de l'accélérateur et constitué d'impulsions de hauteur variable V et de densité f(V) répondant approximativement à la loi :

$$f(V) = V^{-1} \exp(-V/VO) \qquad (IV.5)$$

La figure IV.8 représente la variation de ce bruit résiduel BFØ exprimé en coups/porte de 25 µs, en fonction des seuils bas des discriminateurs (DI). Nous avons porté sur la même figure la variation de l'efficacité, se traduisant pratiquement par une droite. On voit nettement qu'au fur et à mesure de l'augmentation des seuils, le rapport signal/bruit croît d'une manière appréciable au détriment de l'efficacité : il sera donc nécessaire de réaliser un compromis entre ces deux grandeurs, en fonction des expériences à effectuer.

Comme ce bruit est un bruit "naturel", c'est-à-dire ne provenant pas du fonctionnement de l'accélérateur ; on va pouvoir l'évaluer en ouvrant une seconde porte, suffisamment loin de la porte signal, dont le contenu sera aiguillé (comme nous l'avons déjà dit) par le A.E.M. vers l'échelle (BFØ). En réalité, ce bruit BFØ n'est pas un bruit simple ; il se compose de signaux uniques BØ1, de signaux

doubles BØ2 (analogues aux deux neutrons provenant de la réaction (γ,2n)) et de signaux triples BØ3 (identiques à (γ,3n)) dont la proportion dépend des matériaux entourant le détecteur, de l'efficacité et de la cible à étudier. Lors d'une pré-expérience, on définit trois facteurs α, β, γ, tels que :

$$B\emptyset 1 = \alpha * BF\emptyset$$

$$B\emptyset 2 = \beta * BF\emptyset$$

$$B\emptyset 3 = \gamma * BF\emptyset$$

On doit donc avoir $BF\emptyset = \alpha * BF\emptyset + 2 * \beta * BF\emptyset + 3 * \gamma * BF\emptyset$.

Dans une expérience classique, ces coefficients ont les ordres de grandeurs suivants :

$$\alpha = 0,92$$

$$\beta = 0,04$$

$$\gamma = 0,002$$

N.B. : Ce bruit dépendant fortement des conditions extérieures (pression, température, vent, etc ...), il est nécessaire de le mesurer comme nous le faisons, durant l'expérience.

IV.C.3. *Le bruit BFQ* . Dû d'une part aux neutrons produits par les interactions nucléaires du faisceau de rayons gamma incidents sur les matériaux constituant la collimation et d'autre part à des rayons gamma diffusés frappant directement le détecteur (Fig.IV.7). Ce bruit est donc proportionnel au nombre de rayons gamma incidents sur la cible à étudier, partant au nombre Q de charges tombant sur le capteur de Faraday. On réduit considérablement ce bruit - tout au moins la partie neutronique - en utilisant pour la collimation un matériau à seuil (γ,n) assez élevé (le fer par exemple) et en plaçant derrière le filtre une plaque de fluorure de lithium 6 (0,5 g/cm^2) de façon à absorber les neutrons thermalisés par le matériau hydrogéné. Malheureusement ce bruit ne peut pas être complètement supprimé et l'on doit en tenir compte lors du dépouillement des données. Pour ce faire,

avant une expérience, on retire la cible à étudier et, en fonction de l'énergie des rayons gamma, on compte le nombre de coups tombant dans la porte signal de 25 µs pour une quantité de charges Q incidents sur le capteur de Faraday.

Il faut évidemment deux courbes, une pour les positons, une pour les négatons. La figure IV.9 montre les résultats obtenus pour $Q = 2.10^{-9}$ coulomb et $\varepsilon = 60$ %.

Dans les calculs, pour des raisons de commodités et vu les barres d'erreur, chaque série de points expérimentaux est ajustée par deux droites $BFQ^{\pm} = 0$ pour $0 \leq E_\gamma \leq 15$ MeV et $BFQ^{+} = AP * E_\gamma + BP$ pour les positons de $E_\gamma > 15$ MeV et $BFQ^{-} = AN * E_\gamma + BN$ pour les négatons de $E_\gamma > 15$ MeV.

N.B.1. : Nous avons vérifié que la distribution en temps de ce bruit était identique à celle des photoneutrons, éliminant toute possibilité de les réduire par ce biais.

N.B.2. : Nous avons aussi vérifié que ce bruit ne provenait pas d'interaction (γ,xn) sur le cylindre central du détecteur et que le faisceau de rayons gamma passait très librement à travers, ce qui était prévisible après les mesures du paragraphe III.B.1.

IV.C.4. *Le bruit de fond BFT* . Dû aux rayons gamma et aux neutrons produits par l'impact des électrons primaires sur le convertisseur e^-/e^+. Il est indépendant des réglages de l'optique, mais dépend fortement de l'énergie et du nombre des électrons tombant sur la cible d'or. Si les caractéristiques de réglage de l'accélérateur (E- et I-) restent constantes, le bruit BFT est tout simplement proportionnel au temps.

Nous avons considérablement diminué ce bruit par la mise en place de blindage autour de la cible d'or et autour du détecteur. Ces blindages se composent d'une part de béton lourd (densité 5,5) pour atténuer les flux directs de rayons gamma et de neutrons, et, d'autre part, de matériaux hydrogénés (bois et paraffine) suivis de plaque de fluorure de lithium destinés à ralentir et à capturer les neutrons résiduels (Fig. IV.7).

Néanmoins, malgré l'importance des blindages, il subsiste une composante non négligeable suivant à peu près la même loi que celle des photoneutrons en fonction du temps. Cette composante est donc comptée pendant la porte de 25 µs et vient ainsi perturber le signal. Ce bruit étant fonction des réglages de l'accélérateur linéaire, on ne peut l'évaluer a priori, et force est d'avoir un détecteur auxiliaire donnant une indication proportionnelle à son intensité. Ce détecteur est un compteur à BF3 noyé dans du polyéthylène, situé entre le convertisseur et le détecteur de photoneutrons, dont le comptage n'est autorisé que pendant une durée de 25 µs, synchrone de la porte signal. Au cours d'une pré-expérience, on détermine le rapport existant entre les taux de comptage des deux détecteurs et le coefficient ainsi obtenu servira au cours des séquences proprement dites à évaluer la proportion de comptage due à BFT. Si l'on appelle BF3 l'indication de l'échelle de comptage associée au compteur à BF3 et KBTF le coefficient précédemment défini, on a à tout instant :

$$BFT = KBFT * BF3$$

KBFT est normalement de l'ordre de quelques 10^{-3} (ce qui implique donc que l'on a une très bonne précision statistique sur le comptage BF3).

La détermination de KBFT se fait au début de chaque expérience, en réglant, d'une part l'accélérateur à ses conditions nominales de fonctionnement et, d'autre part, en réglant l'optique magnétique à une valeur d'énergie de rayons gamma telle que l'on soit en-dessous des seuils (γ,n) du fer et de la cible à étudier.

IV.D. OPTIMISATION DU SIGNAL PAR RAPPORT AU BRUIT

A chaque étape de la mise en place d'une expérience de physique, il est indispensable, pour une configuration géométrique et un ensemble électronique donné, de comparer entre eux les différents bruits de fond pour savoir dans quelle direction porter les efforts en vue de les minimiser, et d'évaluer le

rapport signal/bruit et l'erreur relative pour savoir si telle ou telle expérience est possible.

Tout ce qui va suivre est relatif à la configuration et à l'électronique adoptées pour réaliser les expériences décrites dans cet ouvrage, mais cela ne veut pas dire qu'elles sont intangibles et qu'elles ne puissent pas varier en fonction de la précision désirée ou des nouveaux paramètres à mesurer.

Sur la figure IV.10, nous avons reporté la variation des bruits de fond, dont nous venons de parler, exprimés en "nombre de coups/porte de 25 µs" en fonction de l'efficacité du détecteur. Pour BFQ, nous avons choisi les conditions existantes lorsque nous travaillons à E_γ = 20 MeV, ce qui, pour nos expériences, représente une énergie assez élevée au-delà de la résonance géante. Les courbes de la figure IV.10 représentent en quelque sorte la caractéristique de fonctionnement de notre détecteur puisque nous pouvons choisir ε à volonté tout comme dans un transistor nous pouvons choisir la tension base-émetteur de travail. Nous voyons tout de suite qu'aux alentours de ε = 60 % (A) les trois bruits de fond sont à peu près du même ordre de grandeur et qu'au-delà BFØ et BFT croissent très vite ; ce sera donc une région où, bénéficiant d'une bonne efficacité surtout pour les évènements multiples ($\varepsilon(\gamma,2n)$ = 36 % ; $\varepsilon(\gamma,3n)$ = 21 %) nous n'aurons pas à redouter des bruits de fond trop importants. Ce raisonnement est purement qualitatif et nous allons montrer que si ce point de fonctionnement est correct pour des cibles épaisses, il n'en va pas de même pour des cibles de faible poids et qu'il existe un deuxième point de fonctionnement B aux environs de ε = 40 %.

Pour faire cette étude, nous allons raisonner sur le rapport signal/bruit et l'erreur relative calculés, non pas sur la section efficace, mais, pour des raisons de commodité, sur le signal direct XP représentant les évènements d'ordre "un" obtenu en bombardant la cible à étudier par le spectre de rayons gamma issu de l'annihilation en vol des positons. De plus, au lieu de prendre l'expression exacte (formule VI.1), nous utiliserons une formule simplifiée ne tenant compte ni des empilements possibles d'impulsions, ni de l'efficacité du détecteur

(ε = 1 et $\Delta\varepsilon/\varepsilon$ = 0). Ce signal est donc le contenu de l'échelle (N1) diminué des bruits de fond :

$$XP(E_\gamma) \not= N1 - BFT - BFQ^+ - B\emptyset1$$

avec : $BFT = KBFT * BF3$

$$BFQ^+ = AP * E_\gamma + BP \qquad (IV.7)$$

$$B\emptyset1 = \alpha * BF\emptyset \not= BF\emptyset$$

Le rapport signal/bruit sera égal à :

$$S/B = \frac{N1 - BFT - BFQ^+ - BF\emptyset}{BFT + BFQ^+ + BF\emptyset}$$

Pour évaluer l'erreur relative sur XP, nous avons supposé que N1, BFT et BFØ suivaient une loi poissoinnienne d'écart type $\sqrt{N1}$, $\sqrt{BFT}$ et $\sqrt{BF\emptyset}$ et que BFQ, à cause des imprécisions de reproductibilité de l'optique magnétique, était entaché d'une erreur systématique égale à 10 % de la valeur de BFQ.

Donc :

$$\frac{\Delta XP}{XP} = \frac{1}{XP}\left[N1 + BFT + BF\emptyset + (0{,}1 * BFQ)^2\right]^{1/2} \qquad (IV.9)$$

Nous donnons dans le tableau IV.1 ci-après les valeurs de S/B et de $\Delta XP/XP$ calculées à partir d'une expérience faite avec le cérium pour trois points d'énergie 12,5, 15,5 et 20 MeV situés respectivement dans la montée, au sommet et dans la descente de la résonance géante (Fig.IV.11). La section efficace maximum $\sigma(\gamma,n)$ est de l'ordre de 350 mb, et chaque point de mesure dure un temps tel qu'il tombe un nombre de charges Q = 2.10^{-8} Cb sur le capteur de Faraday. Rappelons que ce nombre de charges représente en fait le nombre de rayons gamma incidents sur la cible à étudier. La correspondance entre ces deux nombres a été donnée sur la figure III.7. Nous voyons que les conditions expérimentales choisies (ε = 60 %)

conduisent à des chiffres tout à fait raisonnables et que le point A sur la caractéristique de fonctionnement est un point correct.

Maintenant, nous allons faire les mêmes évaluations, mais avec une cible dix fois plus légère pour voir ce que deviennent S/B et ΔXP/XP. Pour ce faire, nous partons des résultats du tableau IV.1 et nous les extrapolons pour 42,5 grammes de cérium. Les nouvelles valeurs des paramètres sont données dans le tableau IV.2 et nous constatons tout de suite qu'il serait impossible de faire une mesure dans ces conditions. Heureusement, en fonction des différents paramètres, le signal et les bruits de fond ne réagissent pas de la même manière, ce qui rend possible une tentative d'optimisation de S/B et de ΔXP/XP en fonction des différents paramètres de notre installation.

Tableau IV.1

Cible : 425 g de cérium Efficacité : ε = 60 % Q = 2.10^{-8} Cb					
E_γ (MeV)	Durée de l'expérience	Bruit total	XP	S/B	ΔXP/XP
12,5	13'	2077	8428	4	1,4 %
15,5	10'	2298	22399	10	0,7 %
20	12'	2813	22405	8	0,8 %

Tableau IV.2

Cible : 42,5 g de cérium Efficacité : ε = 60 % Q = 2.10^{-8} Cb					
E_γ (MeV)	Durée de l'expérience	Bruit total	XP	S/B	ΔXP/XP
12,5	13'	2077	843	0,4	8 %
15,5	10'	2298	2240	1	3,3 %
20	12'	2813	2240	0,8	4 %

Dans le tableau IV.3 nous avons schématiquement résumé les variations du signal et des bruits de fond, en fonction des principaux paramètres, en notant X quand cette variation est proportionnelle et ↑ quand elle suit une loi de degré supérieur à 1. Les deux dernières colonnes donnent le type d'erreur utilisée dans les calculs.

Tableau IV.3

	Poids de la cible	Section efficace	Nombre de photons par seconde	Efficacité ε	Durée de l'exp.	Eγ	Erreurs principales	
							Stat.	Syst.
Signal	X	X	X	X	X	variable		
BFT			X	↑	X		+	
BFQ			X	X	X	↑		+
BFØ				↑	X		+	

Pour mener à bien cette tentative d'optimisation, nous prenons les résultats expérimentaux obtenus sur le cérium (tableau IV.1) et nous les extrapolons en fonction des différents paramètres à l'aide des lois du tableau IV.3 ou des courbes de la figure IV.10. Ainsi, nous avons fait varier : le poids de la cible de 20 à 100 g par pas de 20 g ; l'efficacité ε du détecteur de 20 à 60 % par pas de 20 % ; le nombre de charges Q de 2 à 10.10^{-8} Cb par pas de 210^{-8} Cb ; l'énergie pour laquelle nous avons continué à prendre 12,5, 15,5 et 20 MeV.

Nous obtenons un jeu de neuf figures (du type IV.12) représentant chacune, pour une énergie et une efficacité données, les variations de S/B et de ΔXP/XP en fonction du poids de la cible. Le nombre de charge Q est porté en paramètre pour ΔXP/XP car le rapport signal/bruit est indépendant de ce paramètre. De ces réseaux de courbes, on peut extraire des informations particulières permettant de choisir

le point de fonctionnement du détecteur. Par exemple, on peut se demander quelle est l'efficacité optimum du détecteur quand le poids de la cible du type cérium n'est que de 20 grammes ?

Tout d'abord, l'examen des courbes montre que le nombre de charges optimum se situe vers $Q = 6.10^{-8}$ Cb : au-delà, le gain sur $\Delta XP/XP$ ne justifie pas la prolongation des expériences. Ensuite, à partir du réseau de courbes, on extrait la figure IV.13 représentant la variation de S/B et de $\Delta XP/XP$ en fonction de l'efficacité pour les trois énergies. On voit nettement que le point optimum se situe à $\varepsilon = 40$ % représentant un deuxième point de fonctionnement sur la caractéristique du détecteur (cf. Fig.IV.10).

CONCLUSION

Si la conclusion de ce chapitre rejoint, dans une certaine mesure, celle du chapitre précédent, à savoir qu'une bonne connaissance des caractéristiques d'une installation permet d'avoir accès à la quantité d'information contenue dans une mesure, il y a tout de même une certaine différence entre l'installation de production des photons et celle de détection des neutrons. En effet, le première est figée et le nombre de paramètres accessibles à l'utilisateur très réduit (largeur de la fente, épaisseur de la cible de lithium, sens des courants dans les lentilles magnétiques), ce qui laisse peu de possibilités quant au choix des caractéristiques du faisceau de rayons gamma, tandis que la seconde constituant le but ultime pour lequel l'accélérateur et le système de production de photons ont été mis en place, possède un très grand nombre de paramètres dont la variation est susceptible de faire évoluer dans de larges domaines les caractéristiques d'utilisation.

Ainsi, l'étude précédente, qui n'est pas limitative, nous a permis de définir deux points de fonctionnement du détecteur de neutrons :

- le point A (efficacité de l'ordre de 65 %) utilisé dans le cas général où nous mesurons les sections efficaces partielles d'éléments disponibles en toutes

quantités ;

- le point B (efficacité de l'ordre de 40 %) utilisé lorsque la quantité de matériau constituant la cible est limité (cas des isotopes séparés) ou lorsqu'il s'agit d'une étude au seuil de la réaction $\sigma(\gamma,n)$, puisqu'en définitive c'est le produit $N\sigma$ qui compte (N = nombre d'atomes/cm^2 ; σ = section efficace à mesurer).

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV

[IV.1] F. REINES, C.L. COWAN, Jr., F.B. HARRISON and D.S. CANTER, Detection of neutrons with a large liquid scintillation counter, Rev. Sci. Instr., 25 n°11 (1950) 1061.

[IV.2] H. CONDE and N. STARFELT, Measurement of ν in fast neutron ; fission of ^{232}Th and ^{238}U, Nucl. Sci. Eng. 11 (1961) 397.

[IV.3] J.C. HOPKINS and B.C. DIVEN, Prompt neutrons from fission, Nucl. Phys., 48 (1963) 433.

[IV.4] A. MOAT, D.S. MATHER and M.H. McTAGGART, Some experimental determination of the number of prompt neutrons from fission, Reactor Sci. Techn. (J. Nucl. Energy pt A/B) 15 (1961) 102.

[IV.5] J. FREHAUT, J. GAURIAN, M. LABAT, J. PERCHEREAU et M. SOLEILHAC, Neutrons prompts de fission ; mesure de ν et des probabilités $P(\nu)$ d'émission de ν neutrons, J. Phys. 29 (1968) 157.

[IV.6] B.C. DIVEN, J. TERRELL and A. HEMMENDINGUER, Capture to fission ratios for fast neutrons in ^{235}U, Phys. Rev. 109 (1958) 144.

[IV.7] V.J. ASHBY, M.C. CATRON, L.L. NEWKIRK and C.J. TAYLOR, Absolute measurement of (n,2n) cross sections at 14,1 MeV, Phys. Rev. 111 (1958) 616.

[IV.8] J.B. PARKER, P. FIELDHOUSE, L.M. HARRISON and D.S. MATHER, Monte-Carlo studies of scintillator efficiencies and scatter corrections for (n,2n) cross sections measurements, N.I.M. 60 (1968) 7-23.

[IV.9] J. POITOU, H. NIFENECKER et C. SIGNARBIEUX, Simulation d'expériences sur la fission par la méthode de Monte-Carlo, Note C.E.A. N-1282 (1970).

[IV.10] H. BEIL, R. BERGERE et A. VEYSSIERE, Système de détection de photoneutrons utilisant un scintillateur à grandes dimensions permettant l'étude simultanée des réactions (γ,xn), N.I.M. 67 (1969) 293-304.

Schéma synoptique de l'électronique pour la mesure de "ε" et de h(t)

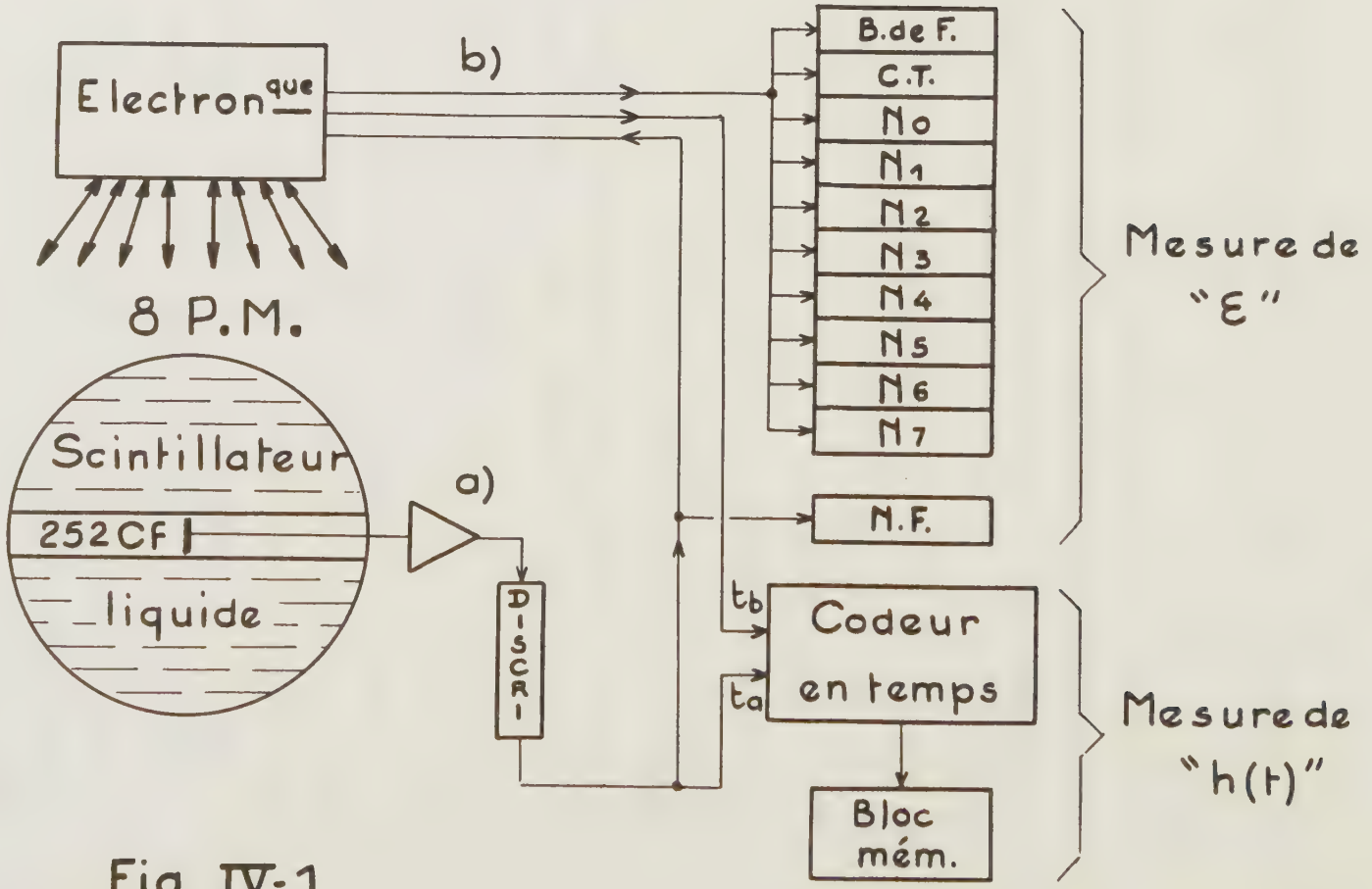


Fig. IV-1

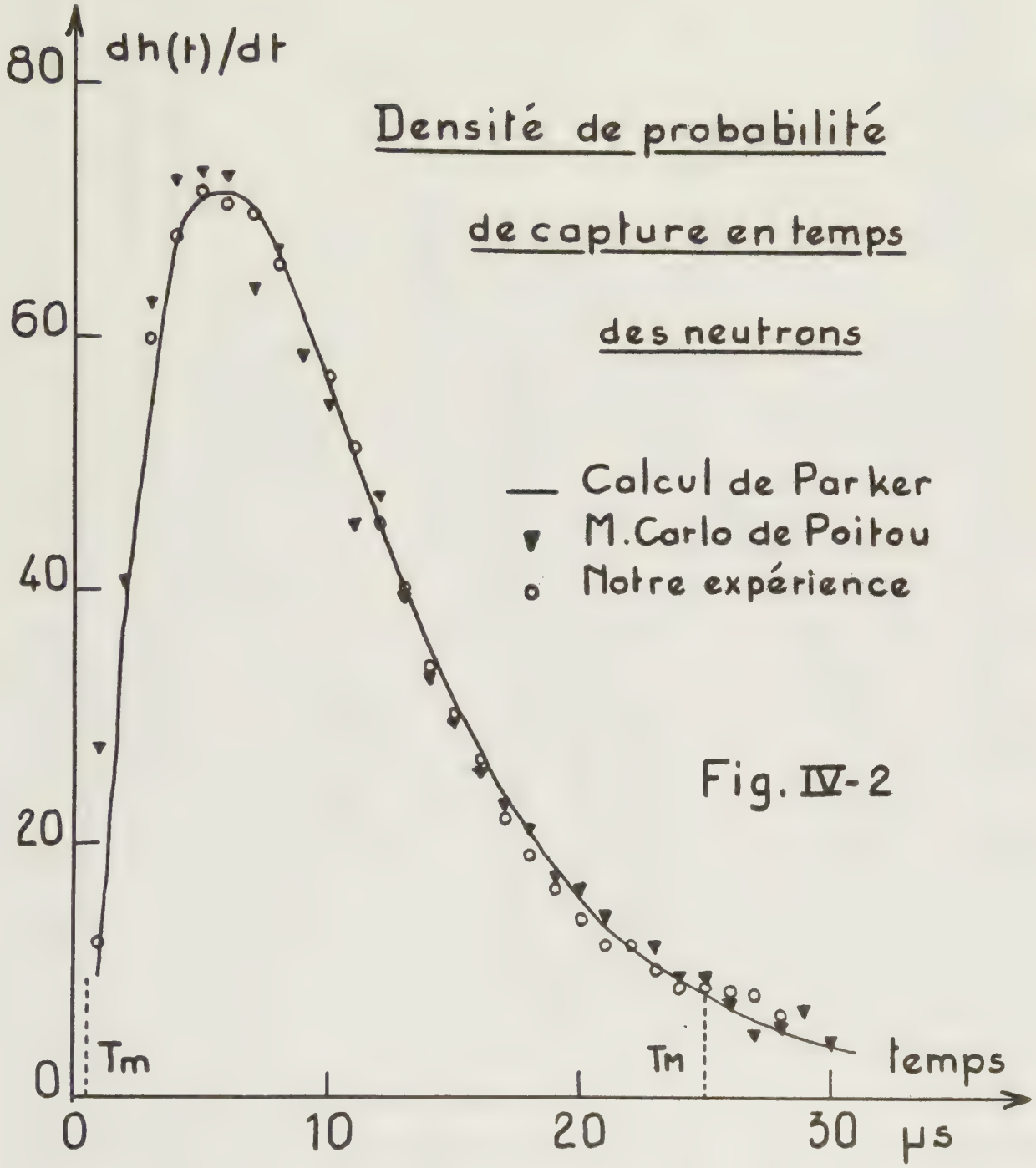

dh(t)/dt
80
60
40
20
0
Densité de probabilité
de capture en temps
des neutrons
Calcul de Parker
M.Carlo de Poitou
Notre expérience
Tm
Tm
temps
0
10
20
30
μs

Fig. IV-2

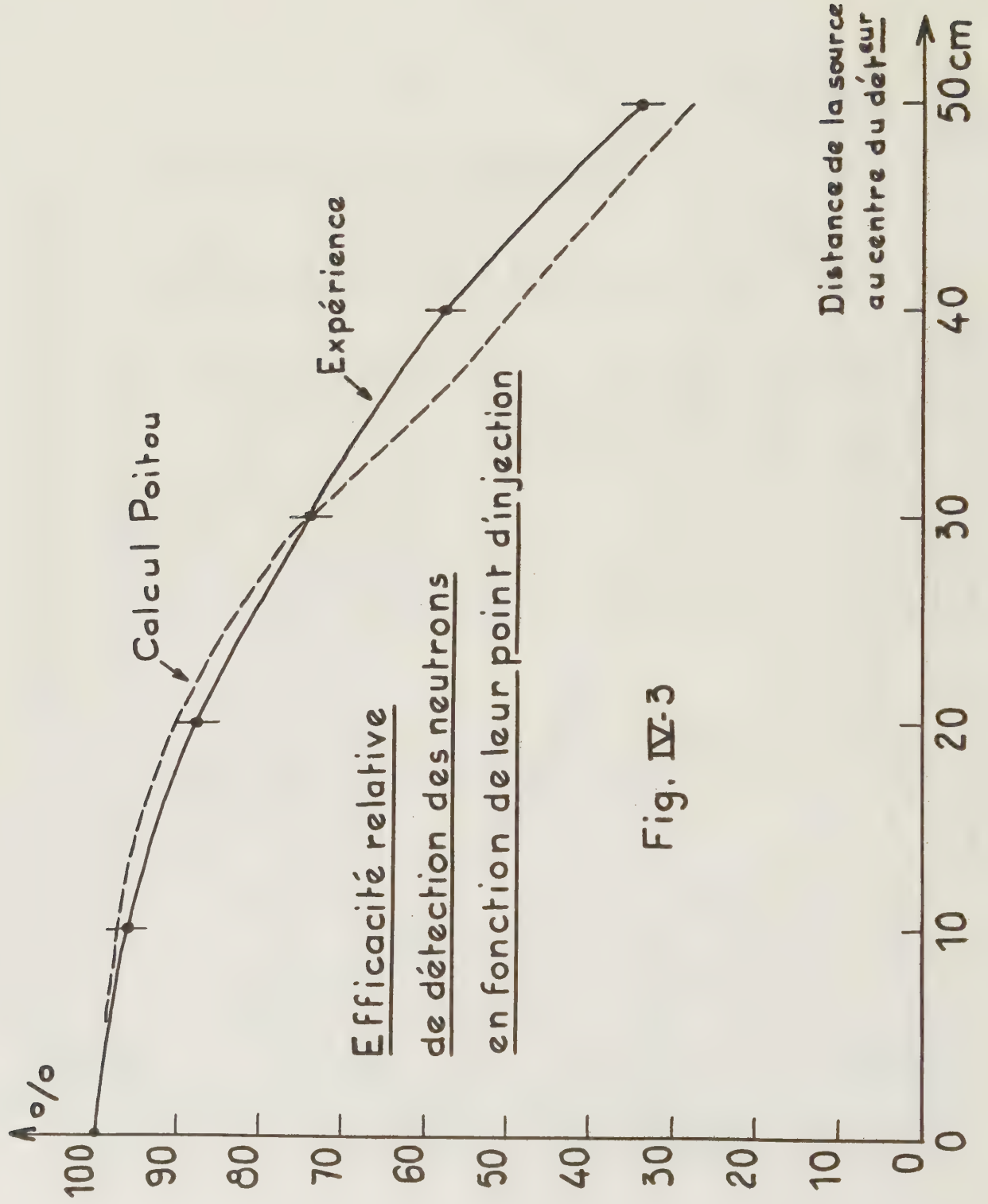
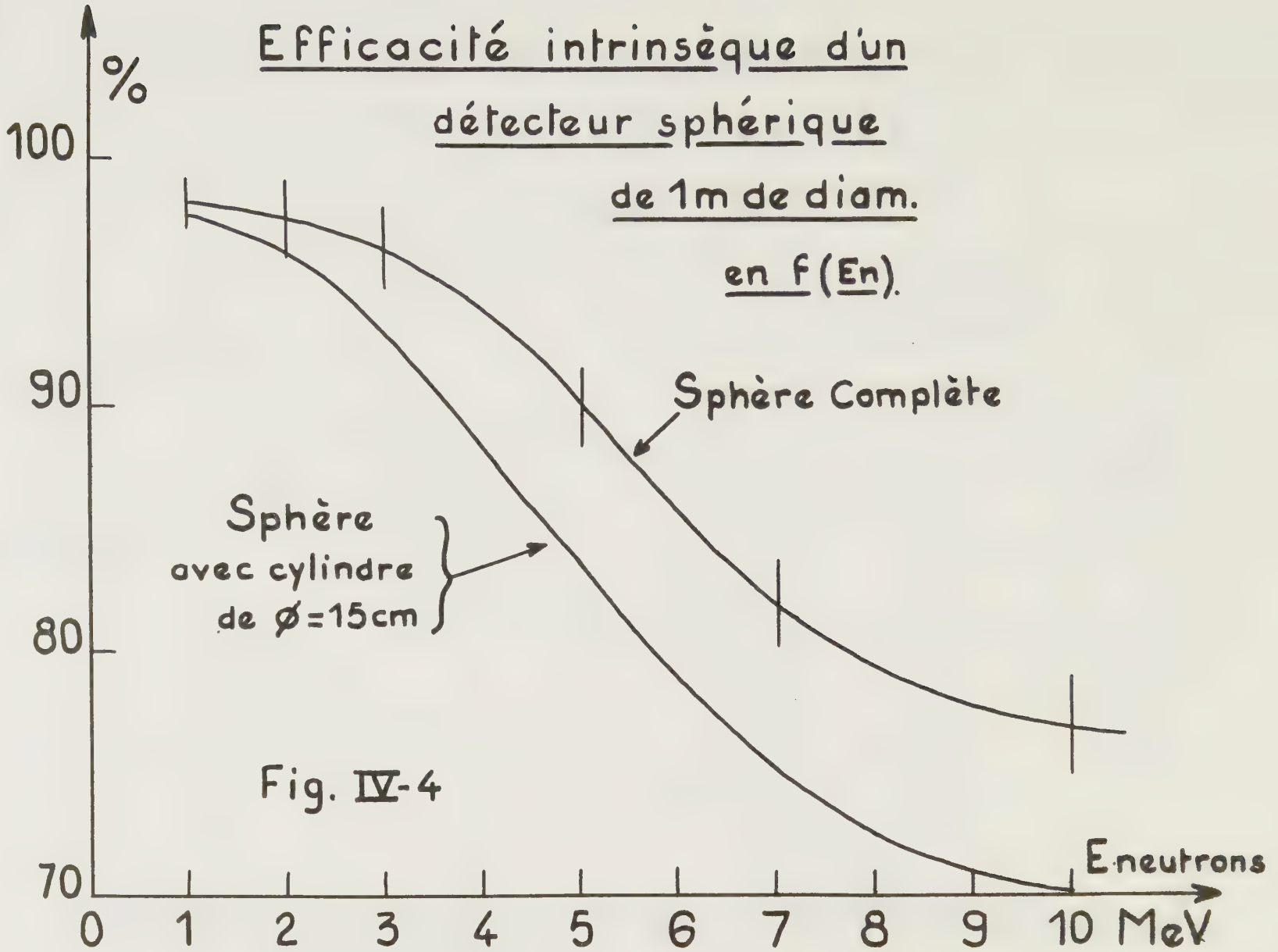

%
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
0
10
20
30
40
50cm
Distance de la source au centre du détecteur
Calcul Poitou
Expérience
Efficacité relative de détection des neutrons en fonction de leur point d'injection

Fig. IV-3


Efficacité intrinsèque d'un
détecteur sphérique
de 1m de diam.
en f(En).
%
100
90
80
70
Sphère Complète
Sphère
avec cylindre
de ∅=15cm
Fig. IV-4
E neutrons
0 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 MeV

Séquences en temps des impulsions et des portes

a) Accélérateur

b) Détecteur

c) Electronique "γ, xn"

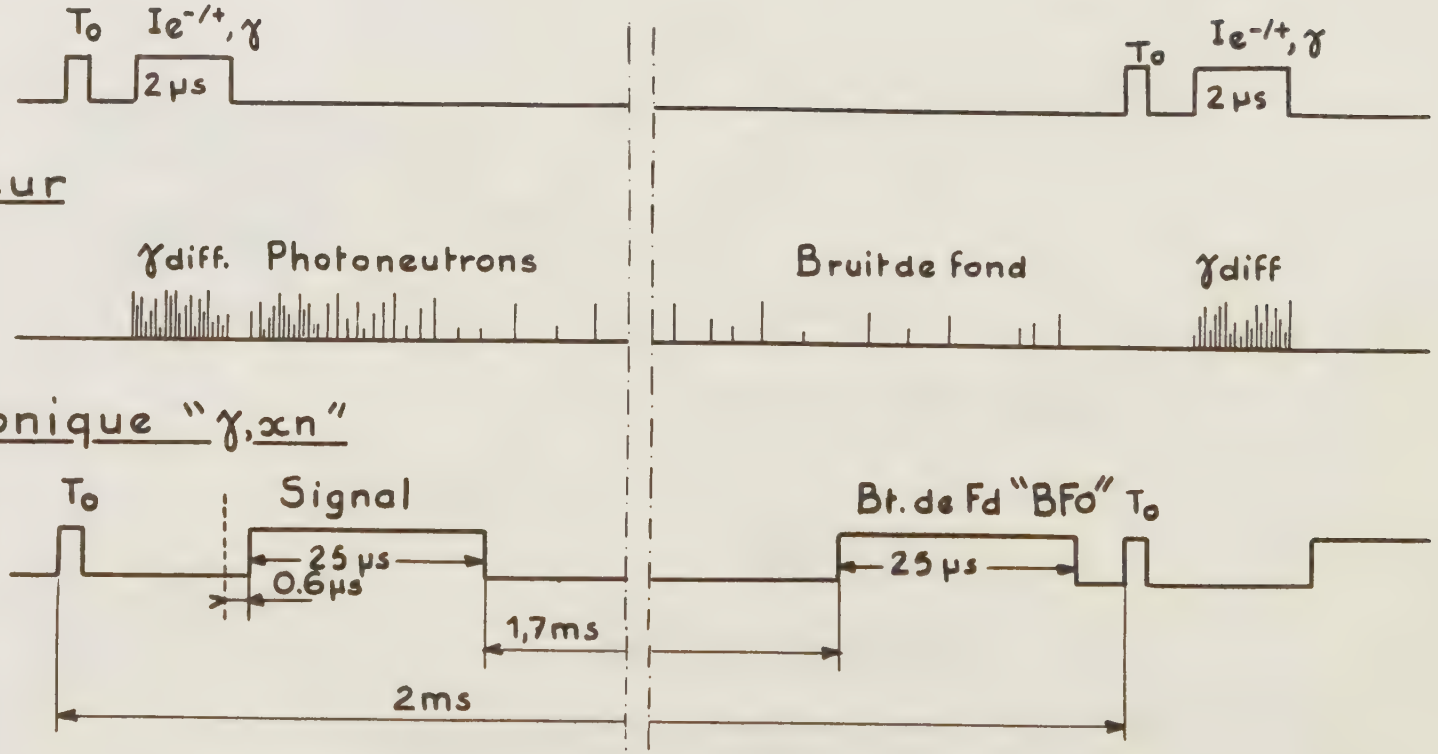


Fig. IV-5

Schéma synoptique de l'électronique pour l'expérience (γ, xn)

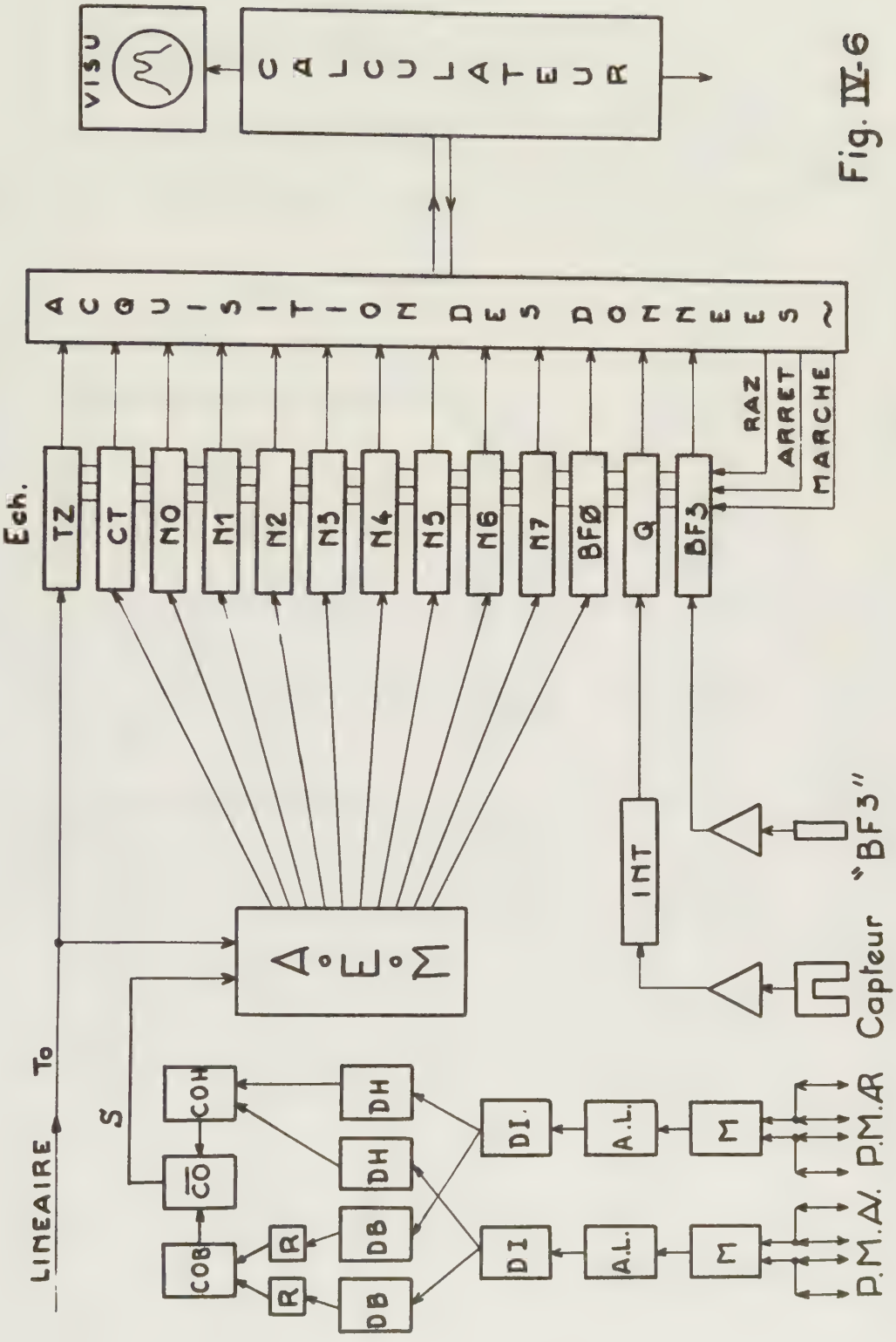


Fig. IV-6

Détecteur de photoneutrons avec ses protections

(Ech. # 0.50 m)

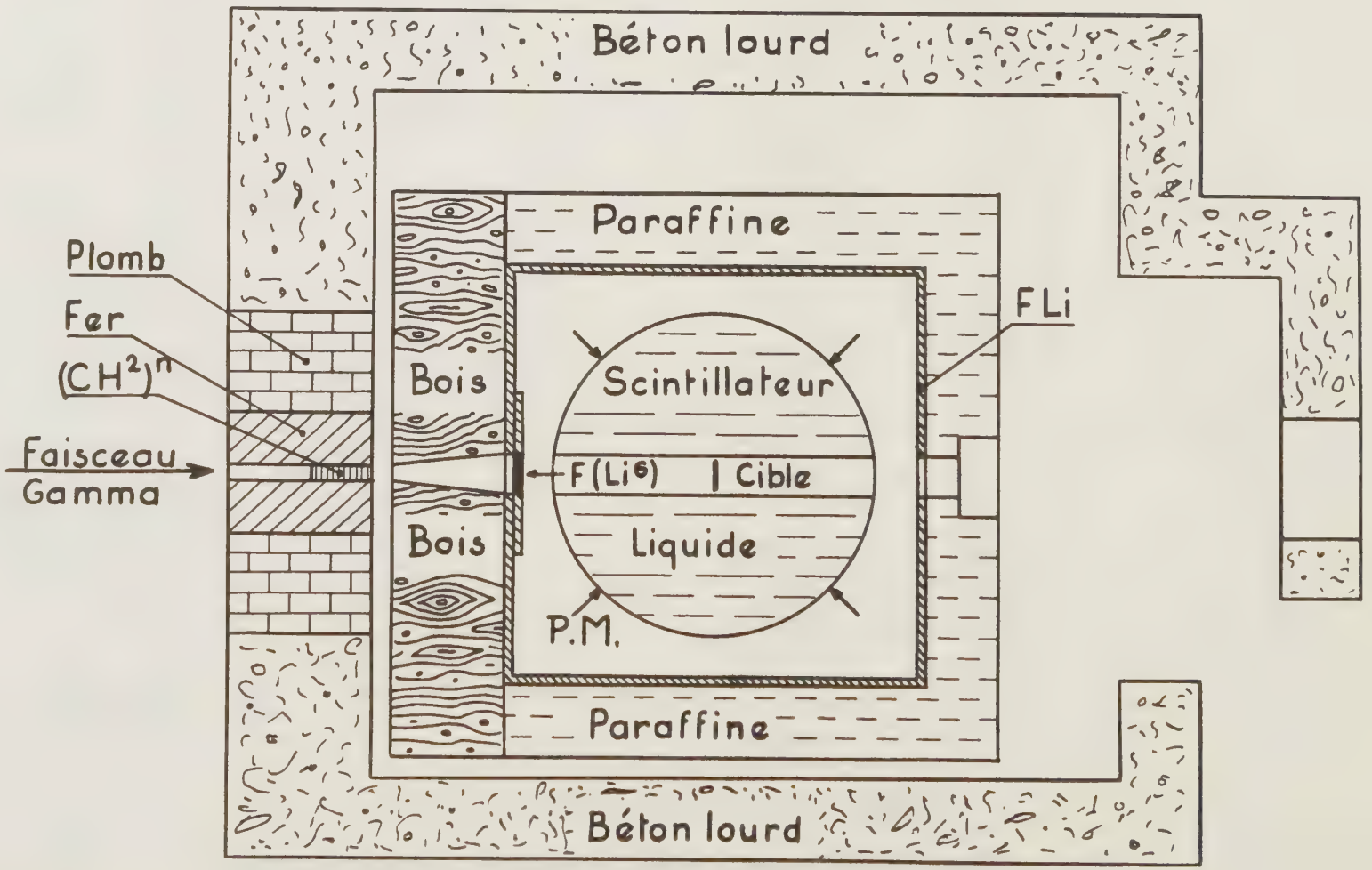


Fig. IV-7

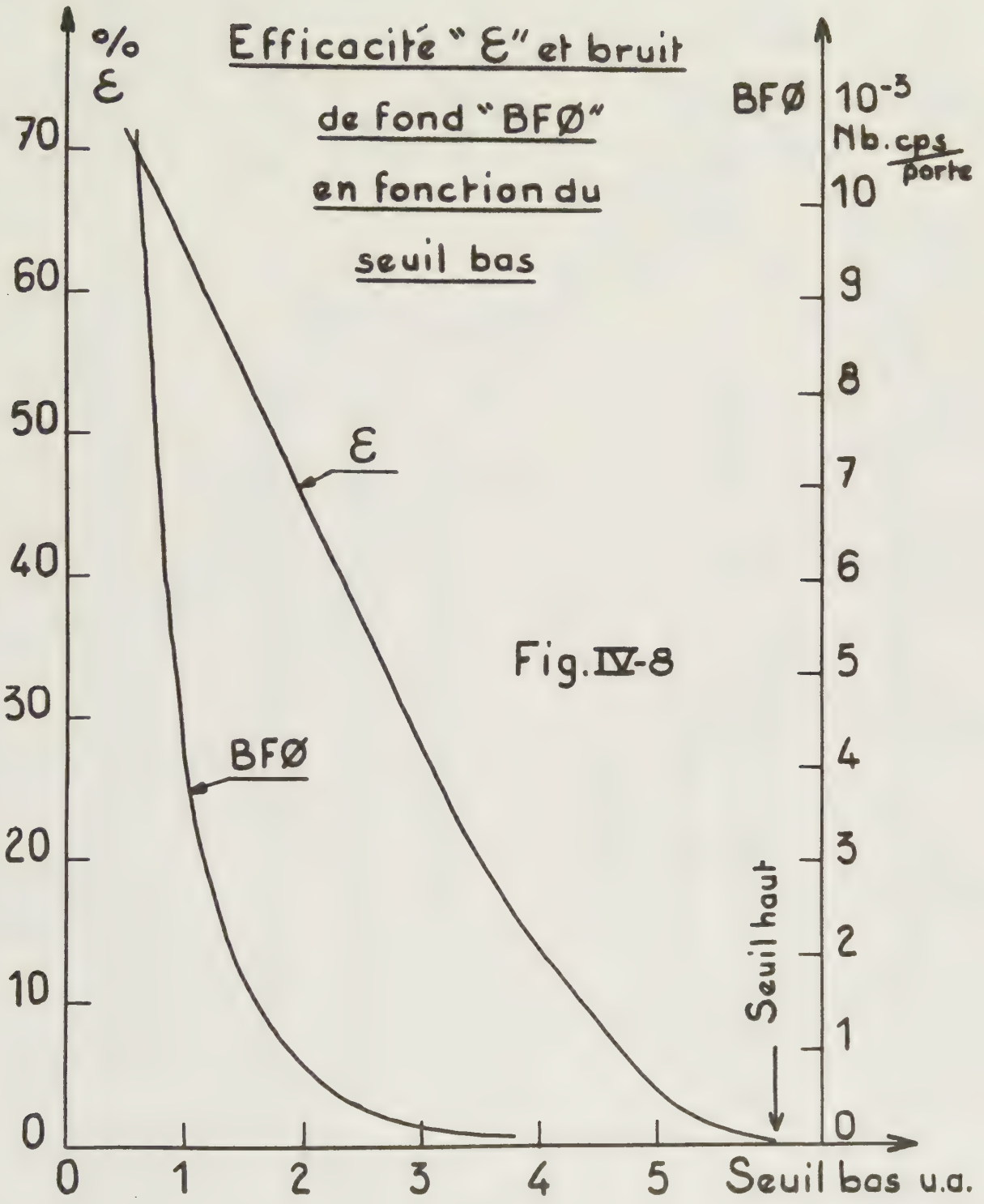

Efficacité "ε" et bruit de fond "BFØ" en fonction du seuil bas
%
ε
BFØ
10^{-3}
Nb. cps / porte
70
60
50
40
30
20
10
0
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0
ε
BFØ
Seuil haut
0
1
2
3
4
5
Seuil bas u.a.

Fig. IV-8

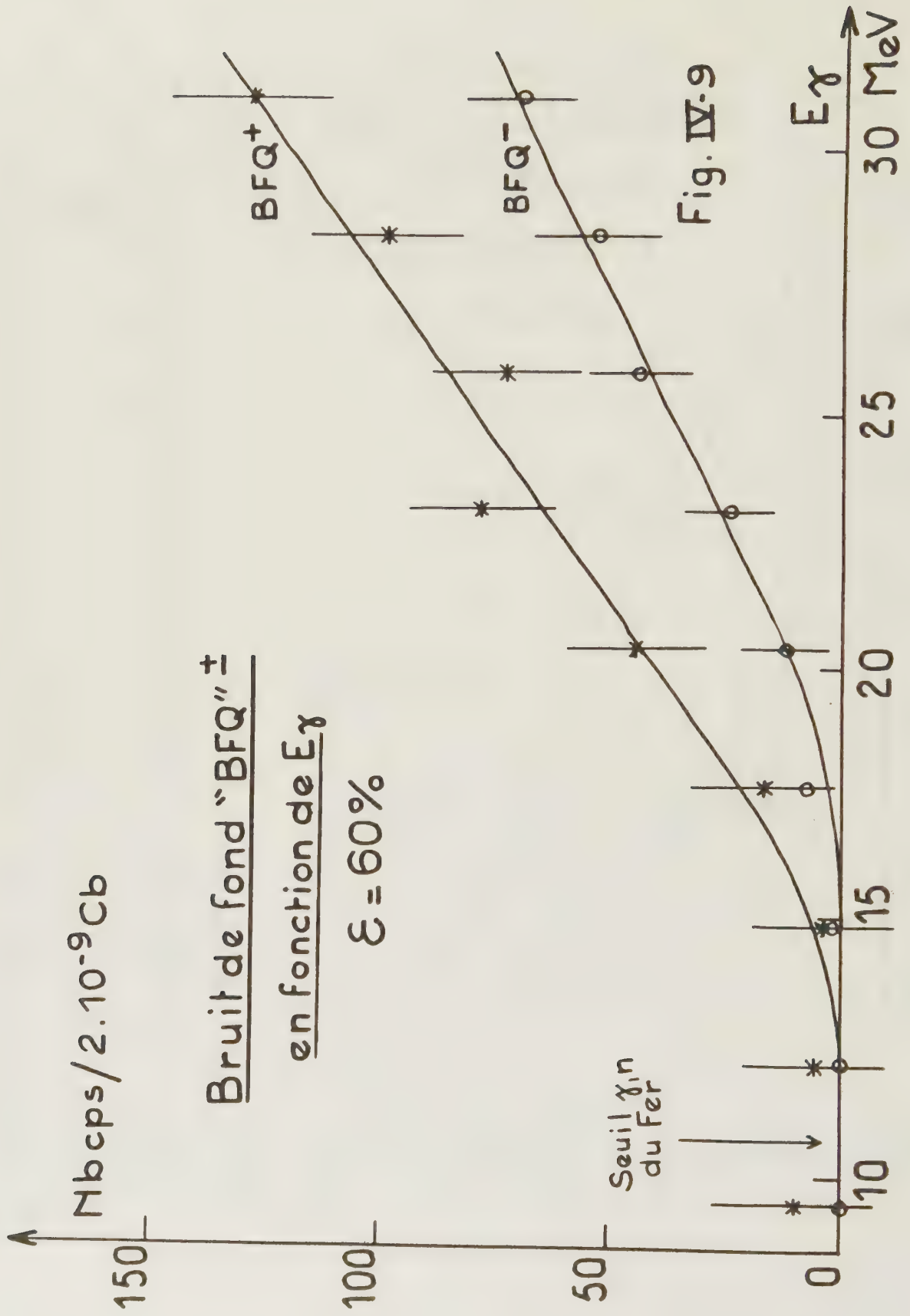

Nbcps/2.10⁻⁹Cb
150
100
50
0
Bruit de fond "BFQ"±
en fonction de Eγ
ε = 60%
BFQ+
BFQ−
Seuil γ,n du Fer
10
15
20
25
30 MeV
Eγ

Fig. IV-9

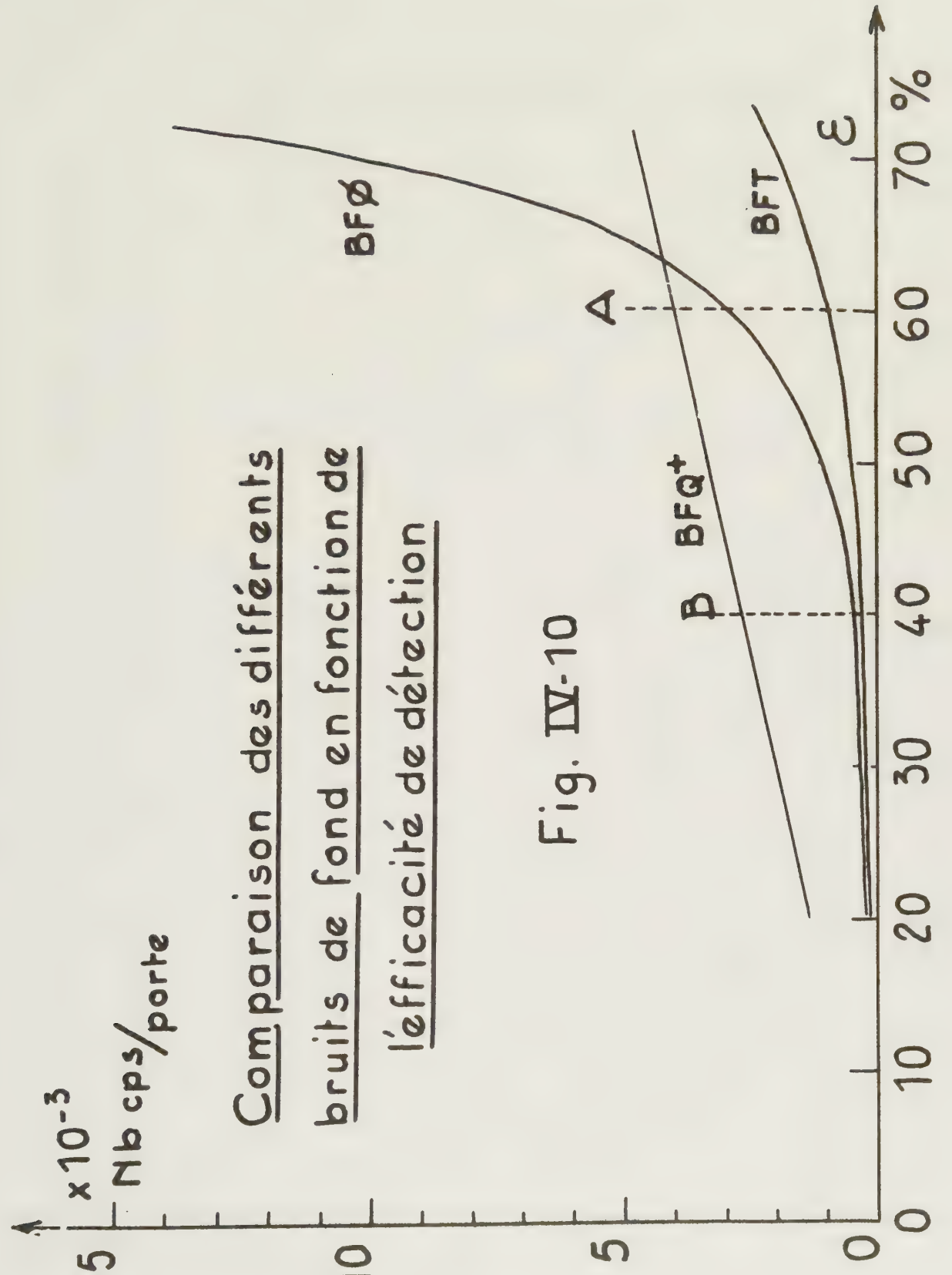

Comparaison des différents
bruits de fond en fonction de
l'efficacité de détection
x10⁻³
Nb cps/porte
15
10
5
0
0
10
20
30
40
50
60
70 %
ε
BFØ
BFT
A
B
BFQ⁺

Fig. IV-10

Section efficace (γ, n) du Cérium

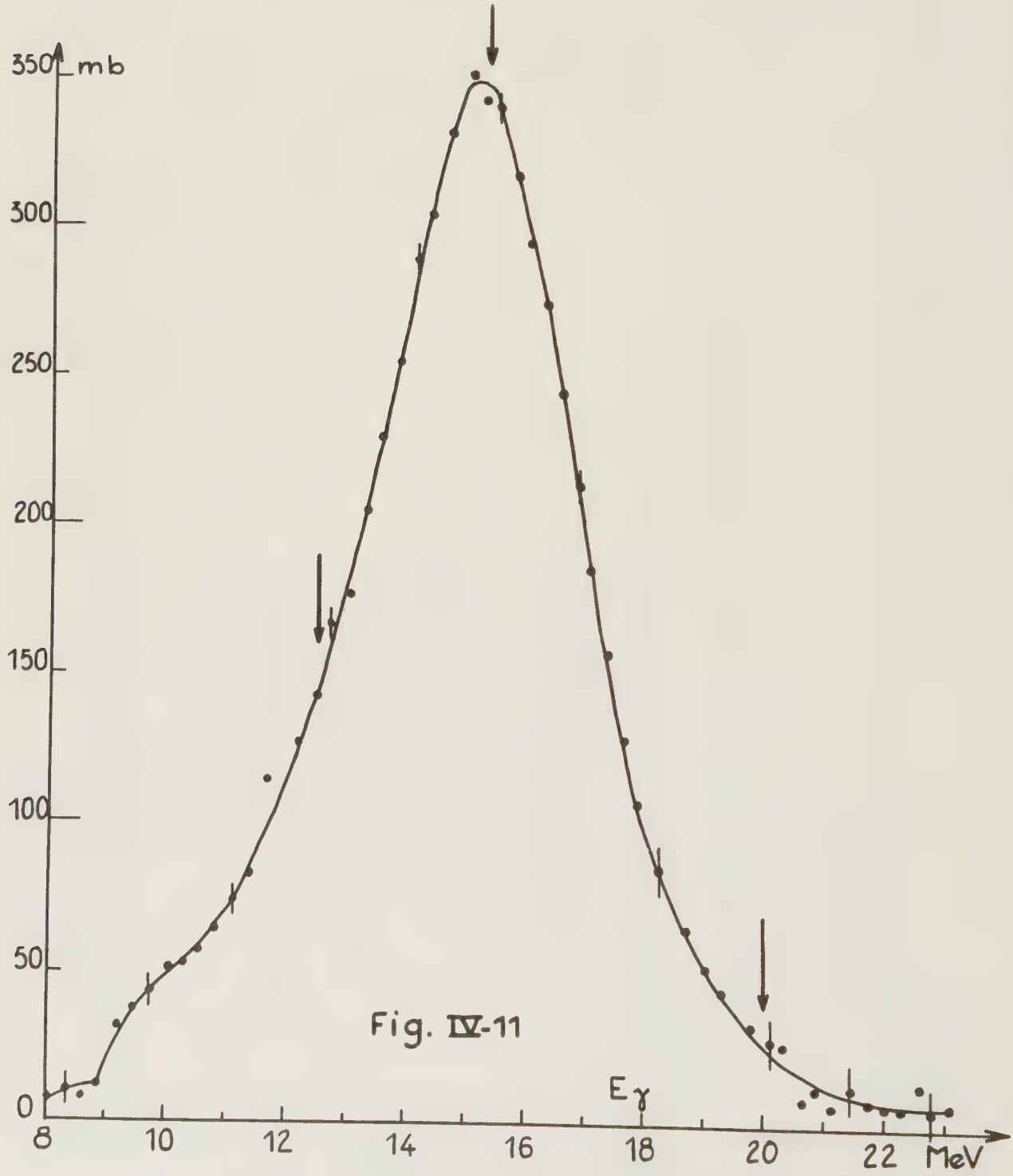
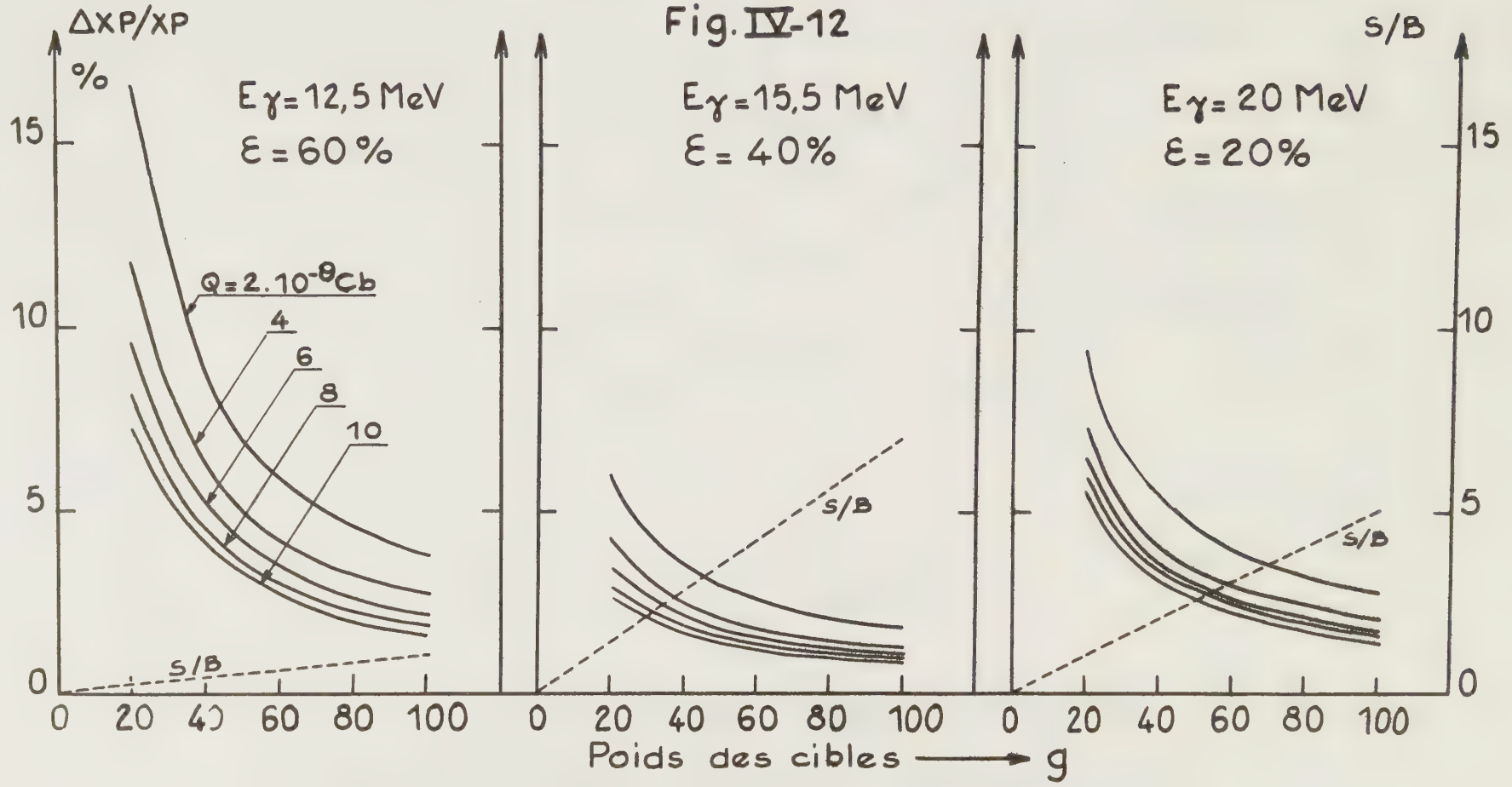


Fig. IV-11

Variations de S/B et de ΔXP/XP en fonction du poids des cibles avec Eγ, ε & Q en paramètres

Fig. IV-12



S/B & ΔXP/XP = f (Efficacité)
pour une cible de 20 g

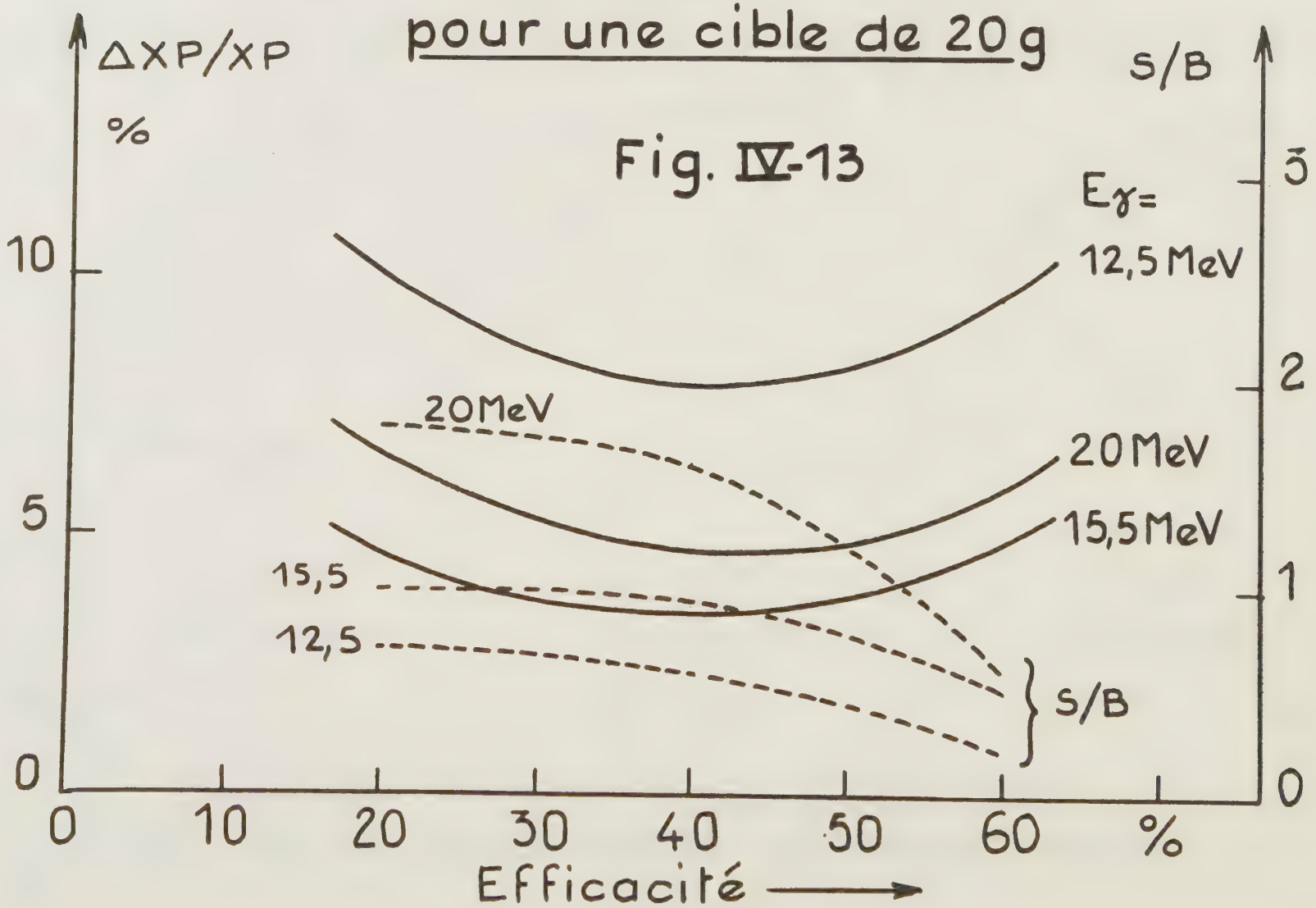


Fig. IV-13

Chapitre V

SYSTEME DE GESTION AUTOMATIQUE DES EXPERIENCES PHOTONUCLEAIRES

Ce chapitre, le dernier traitant de l'appareillage, sera consacré à la description des systèmes d'acquisition de données, de calcul, de contrôle et de conduite automatique de l'expérience (γ,xn) ; ces systèmes s'interconnectant étroitement seront désignés dans leur ensemble par "Dispositif de Gestion". Bien que la mesure proprement dite des sections efficaces photonucléaires soit notre principale préoccupation, nous avons réalisé un dispositif suffisamment souple pour que tout ou partie puisse servir, soit lors des pré-expériences nécessaires pour mesurer certains paramètres (efficacité, bruit de fond, calibration, etc...) soit même pour des expériences occasionnelles n'ayant aucun rapport avec l'expérience (γ,xn). Néanmoins, dans ce chapitre, ne sera décrite que la partie relative à cette expérience, une description beaucoup plus détaillée ayant été faite par ailleurs [Réf.V.1].

Dans ce chapitre, nous trouverons une première partie consacrée à l'étude des raisons qui nous ont conduit à mettre en place ce dispositif, une deuxième partie décrira les différents organes constitutifs de celui-ci, une troisième partie sera dévolue à la description des tâches nécessaires pour mener à bien une expérience (γ,xn) et, enfin, une dernière partie sera consacrée à la programmation du dispositif.

V.A. GENERALITES

En nous aidant des figures V.1 et V.1 bis, décrivons sommairement les tâches que l'on doit exécuter pour réaliser la mesure complète des sections efficaces partielles (γ,xn) d'un corps quelconque.

Après avoir fait régler l'accélérateur linéaire à ses caractéristiques nominales (cf. § II.B.1), on sélectionne une énergie donnée E+ de positons en réglant, d'une part, le courant passant dans le monochromateur à une valeur IM correspondant à cette énergie, et, d'autre part, en ajustant les courants 1Q1, 1Q2, 1Q3 traversant les lentilles magnétiques pour avoir un courant maximum I_e^+ de positons tombant sur le capteur de Faraday et un courant minimum I_A intercepté par le convertisseur e^-/e^+ (cf. § III.A.4).

Une fois ces réglages réalisés, on compte, comme nous l'avons vu au paragraphe IV.B, les coups provenant des divers signaux et des bruits de fond dans neuf échelles. Bien que l'analyseur d'évènements multiples puisse "trier" jusqu'à sept neutrons par porte, nous n'avons besoin, pour évaluer les sections efficaces usuelles que des multiplicités 1, 2 et 3. Les comptages sont arrêtés quand il est tombé sur le capteur de Faraday une quantité Q^+ coulomb de positons correspondant à un nombre Nγ de photons.

On relève le contenu de toutes les échelles et, à l'aide de ces valeurs, on calcule (formule VI.1) les quantités $XP(E_\gamma)$, $YP(E_\gamma)$ et $ZP(E_\gamma)$ qui sont respectivement les rendements photoneutroniques des sections efficaces $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$ et $\sigma(\gamma,3n)$.

$$XP(E_\gamma) = \int_{E1N}^{E_\gamma} \sigma(\gamma,n)[E'] * N^+(E_\gamma,E')dE' \qquad (V.1)$$

$$YP(E_\gamma) = \int_{E2N}^{E_\gamma} \sigma(\gamma,2n)[E'] * N^+(E_\gamma,E')dE' \qquad (V.2)$$

$$ZP(E_\gamma) = \int_{E3N}^{E_\gamma} \sigma(\gamma,3n)[E'] * N^+(E_\gamma,E')dE' \cdot \qquad (V.3)$$

dans lesquelles E1N, E2N et E3N sont les seuils des réactions (γ,n), $(\gamma,2n)$ et $(\gamma,3n)$; $N^+(E_\gamma,E')$ est le spectre de photons issus de l'annihilation des positons ; E_γ est l'énergie des photons d'annihilation.

Nous savons que $N^+(E_\gamma,E')$ contient à la fois les spectres de photons dûs à l'annihilation des positons et à leur ralentissement dans la cible de lithium (photo "a" de la figure V.1 bis). Pour évaluer cette contribution parasite, il est nécessaire de recommencer l'expérience en sélectionnant cette fois-ci les négatons (la même quantité Q), qui ne donneront que le spectre de Bremsstrahlung (photo "b" de la figure V.1 bis). De cette expérience, comme précédemment, on pourra tirer les rendements photoneutroniques XN, YN et ZN dont les expressions sont identiques à (V.1), (V.2) et (V.3), à condition de remplacer $N^+(E_\gamma,E')$ par $N^-(E_\gamma,E')$.

En faisant la soustraction des rendements terme à terme et en multipliant par un certain facteur 1/PHINX (cf. formule VI.4) qui tient compte du nombre de photons, de l'épaisseur et de la nature de la cible, on obtient directement les valeurs des sections efficaces partielles $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$ et $\sigma(\gamma,3n)$ au point d'énergie E_γ comme si elles avaient été mesurées avec le seul spectre monochromatique $N^+(E_\gamma) - N^-(E_\gamma)$ représenté sur la photo "c" de la figure V.1 bis.

Pour avoir l'allure de ces sections efficaces en fonction de l'énergie, il suffira de répéter ces doubles mesures en faisant progresser l'énergie de sélection des particules par pas ΔE choisi en fonction des études à faire sur les sections efficaces. Ainsi on obtient $XP = f(E_\gamma)$: courbe "d" de la figure V.1 bis, $YP = f(E_\gamma)$: courbe "e" de la même figure et la section efficace partielle $\sigma(\gamma,n) = f(E_\gamma)$: courbe "f".

Cette façon de procéder appelle plusieurs remarques :

- En général, la partie intéressante des sections efficaces photonucléaires s'étend depuis 7 MeV jusqu'à 32 MeV, ce qui, compte tenu de notre résolution en énergie (150 à 300 keV) représente 100 points à faire en positons et autant en négatons, pour chaque corps étudié. Ces 200 points signifient autant de réglages du

monochromateur et autant d'ajustements des lentilles magnétiques.

- En plus du grand nombre de réglages, ces mesures représentent une très grande quantité de données à relever, à stocker et à traiter, puisqu'à chaque point sont associés les contenus de neuf échelles et les courants de trois lentilles magnétiques et d'un monochromateur.

- Le fait que, pour calculer la section efficace en un point d'énergie donnée, il faille faire deux mesures de rendement puis introduire dans les calculs des résultats provenant d'expériences précédentes, oblige à avoir une reproductibilité parfaite des réglages des différents systèmes de l'optique magnétique.

A ces remarques, nées de la méthode expérimentale, viennent s'en ajouter d'autres, issues de considérations sur la théorie de l'information.

- Les bruits de fond n'étant pas négligeables devant le signal, il y a lieu en toute occasion de maintenir le plus élevé possible le rapport signal/bruit de fond : ceci oblige à avoir à chaque instant le maximum de photons incidents, d'où le courant maximum admissible de l'accélérateur linéaire. Si cette condition n'est pas remplie, mieux vaut arrêter les comptages que de diminuer inutilement ce rapport. Ce sera le cas par exemple lorsqu'un des klystrons de l'accélérateur disjonctera.

- Nous intéressant aux sections efficaces partielles, il faudra éviter de compter un trop grand nombre de coups par porte "signal" car, du fait des empilements, des signaux d'une certaine multiplicité pourraient être classés dans une multiplicité supérieure. Dans le calcul des sections efficaces, nous avons bien introduit une formule de correction basée sur la loi binonnale, mais cette correction n'est efficace que jusqu'à une probabilité de comptage de 1c/10 portes. Il y a donc lieu de maintenir le taux de comptage inférieur à 1/10 en baissant le courant de l'accélérateur, mais sans toutefois tomber dans l'inconvénient noté dans la remarque précédente.

- Nous intéressant également aux structures fines de la résonance géante, il est nécessaire, pour avoir foi dans les structures trouvées, de refaire plusieurs

fois la mesure de la section efficace complète, car, si nous sommes surs des erreurs statistiques, il n'en va pas de même des erreurs systématiques dues aux défauts de l'optique.

- Enfin, il est impossible, compte tenu des calculs à faire et des réglages à effectuer, de suivre d'une manière efficace chaque point de mesure pour s'assurer que tout se déroule normalement. Or, un incident ou un défaut peut n'apparaître que lors du dépouillement des mesures, c'est-à-dire plusieurs jours après, ce qui est particulièrement grave car toutes les mesures effectuées pendant le temps qui sépare l'apparition du défaut à sa détection est perdu irrémédiablement puisque les heures d'utilisation d'accélérateur sont limitées dans le temps.

Au vue de toutes ces remarques, le seul moyen pour augmenter d'une part *le rapport quantité d'informations vraisemblables sur temps d'utilisation* de l'accélérateur et d'autre part de libérer le physicien de toutes les tâches fastidieuses de réglage, d'ajustage, de résolution d'équations, etc ... pour le consacrer uniquement à un travail de décision tel que : arrêter l'expérience, refaire une section efficace, examiner de plus près une structure fine, etc ... était de rendre automatique les réglages de l'optique magnétique (remarques 1, 3, 6 et 7), l'acquisition des données (remarque 2), le contrôle des conditions de l'expérience (remarques 4 et 5) et l'extraction des sections efficaces à partir des données numériques.

En plus de ces considérations techniques et scientifiques, s'en ajoute une autre beaucoup plus prosaïque, mais combien agréable pour cet humain qu'est le physicien : ne plus passer de nuits à relever des échelles et à tourner des boutons !

Ce sont les réalisations de ces différentes fonctions regroupées sous l'expression "Dispositif de Gestion" que nous allons décrire maintenant en soulignant que le choix de ces réalisations a été déterminé, d'une part par les remarques précédentes, et d'autre part par le fait qu'elles devaient se faire avec les seuls

moyens humains et financiers du groupe des réactions photonucléaires. En outre, nous ne devions pas interrompre les expériences en cours qui se déroulaient alors manuellement. Nous avons donc utilisé les matériels de comptage déjà existants (échelle, bloc mémoire, etc ...) en nous efforçant de rendre l'ensemble le plus modulaire possible de façon, d'une part à remplacer progressivement la commande manuelle par l'automatisme intégral et, d'autre part, à aller dans le sens de la sécurité : la défaillance d'un quelconque élément ne devant pas provoquer l'arrêt définitif de l'expérience.

V.B. ELEMENTS CONSTITUTIFS DU DISPOSITIF DE GESTION

Ce dispositif décrit par ailleurs en détail dans la référence V.1 se compose de trois éléments principaux (Fig.V.1) :

V.B.1. Une centrale d'acquisition des données , constituée principalement par un STDAN (Système de Transcription de Données Alphanumériques) auquel nous avons ajouté quelques éléments, comme par exemple, une horloge, des échelles à précompte, des dispositifs marche-arrêt ou des diviseurs de fréquence.

Le STDAN proprement dit a été étudié et mis au point au département d'*électronique générale de Saclay* par P. GALLICE et développé par la firme C.R.C. [Réf. V.2-3-4-5]. Il est constitué (Fig.V.2) par une ligne "OMNIBUS" sur laquelle sont connectées diverses interfaces permettant de lire n'importe quel appareil standard (échelle de comptage, bloc mémoire, voltmètres digitaux, fréquencemètres, etc ...) et de transférer leur contenu vers n'importe quel organe de sortie classique (machine à écrire, perforatrice Tally, etc ...). La modularité de l'appareil permet facilement d'ajouter un appareil non standard (calculateur par exemple), chaque interface, qu'elle soit d'entrée ou de sortie, étant considérée comme un périphérique doté d'une adresse. Le contrôle des transferts d'informations est assuré par une unité de commande qui vient séquentiellement décoder des "pas de programmes" cablés sur une matrice à diodes. Ces pas de programmes sont constitués généralement d'une adresse pouvant être celle d'un périphérique ou d'un nouveau pas

de programme, et d'une instruction pouvant être aussi bien une instruction de lecture, d'écriture, de remise à zéro, de marche, d'arrêt, que de sauts conditionnés ou non. Ces pas de programmes moyennant un code particulier peuvent aussi générer des chiffres repères, des tabulations et même des impulsions qui peuvent être utilisées par des dispositifs extérieurs. En outre, l'unité centrale est sensible à quatre interruptions non prioritaires permettant la réalisation de quatre sous-programmes différents.

Enfin, une sélection par interrupteurs permet d'aiguiller le travail de l'unité centrale vers neuf sous-programmes possibles indépendants.

Ces deux possibilités seront largement utilisées, la première pour exécuter automatiquement une tâche fonction de l'origine de l'interruption dans un programme d'expérience donnée sans intervention manuelle, la deuxième pour changer d'expérience, tous les appareils étant reliés une fois pour toute au STDAN. Ainsi, on peut prévoir un programme de secours, au cas où le calculateur tomberait en panne, permettant de continuer à lire et à transférer le contenu des échelles sur un périphérique moins performant.

Le STDAN sera couplé aux autres éléments constitutifs du dispositif de gestion, d'une part en entrée par ses lignes d'interruption, d'autre part en sortie par sa ligne d'impulsion programmée.

V.B.2. *Un petit calculateur PDP8/I* fabriqué par la firme "Digital Equipment Corporation". L'unité centrale de ce calculateur est constituée, outre les circuits logiques classiques, par une mémoire d'accès rapide à tores de ferrite de 8 k mots de 12 bits pouvant être étendue à 32 k mots. La caractéristique originale de ce calculateur est de pouvoir être équipé de périphériques, peut-être moins performants que ceux trouvés ordinairement sur le marché, mais d'un prix plus abordable et comparable au prix de l'unité centrale. Pour notre part, nous l'avons équipé de deux dérouleurs de bandes magnétiques (200 k mots de 12 bits par bande), d'une unité de visualisation (1.000 × 1.000 points), d'un lecteur rapide (300 c/sec), d'un perforateur rapide (60 c/sec) et de la traditionnelle

machine télétype (TTY).

Cet appareil se plaçant dans la catégorie des petits calculateurs, ne possède pas de superviseur qui permettrait la simultanéité de plusieurs tâches, mais seulement un moniteur rendant possible le transfert en mémoire centrale de n'importe quel programme inscrit sur bande magnétique à partir d'un ordre donné sur le télétype. Ce moniteur résident sur bande magnétique peut être appelé à tout moment grâce à un "boot strap" très réduit cohabitant en mémoire centrale avec n'importe quel programme classique.

L'échange d'informations entre la mémoire centrale et les périphétiques peut se faire, soit par transfert programmé (périphétiques lents), soit par accès direct à la mémoire (200.000 ou 600.000 mots/sec). Une ligne d'interruption permet à tout moment d'interrompre le programme en cours et d'aiguiller le travail de l'unité centrale vers une autre tâche (temps de réponse de l'ordre de 10 µs).

Ce calculateur est inséré dans le dispositif de gestion par deux interfaces :

- l'une le reliant au STDAN ; elle a été étudiée et construite au *D.E.G. par P. GALLICE* [Réf.V.6] ; sa particularité est d'être bidirectionnelle, ce qui permet de considérer au choix un des deux appareils comme périphérique de l'autre.

- l'autre réalisée au laboratoire [Réf.V.7] permet d'attaquer une ligne de douze relais ou de générer des suites d'impulsions. C'est par cette interface que se feront les différents réglages et que seront données les autorisations ou les "veto" utilisés par le dispositif de gestion.

V.B.3. *Un ensemble de réglage et d'avance automatique de l'optique magnétique* . Ce dispositif réalisé au laboratoire est désigné par l'acronyme SARE. Il se compose principalement de générateurs de trains d'impulsions ajustant, par l'intermédiaire de moteurs pas à pas, les différentes alimentations, de façon à faire passer dans chacun des éléments de l'optique magnétique des courants donnés IQ1, IQ2, IQ3, IM, correspondant à la sélection de particules d'énergie E, une pré-expérience

ayant déterminé les correspondances entre les courants des lentilles, le courant et le champs dans le monochromateur, l'énergie du rayonnement gamma et le nombre d'impulsions attaquant l'échelle IND de repère. Cette pré-expérience a été réalisée de la manière classique, c'est-à-dire en maximalisant Ie^+ et en minimisant I_A mais dans la limite de ces extrêmums, en rendant minimum le bruit de fond BFQ détecté par un cristal placé derrière la sphère. Sur un ordre extérieur, le réglage peut être modifié de façon à sélectionner, non plus des particules d'énergie E, mais de E + ΔE, le pas de variation ΔE pouvant être choisi à volonté.

L'intérêt de ce système, outre qu'il soulage l'opérateur, est qu'il assure la reproductibilité des réglages de l'optique, condition vitale pour nous, puisque nous l'avons vu, la section efficace en un point est réalisée à partir de plusieurs mesures de ce point (parfois faites à plusieurs semaines d'intervalle).

Cette façon de procéder a été préférée à celle consistant à régler le monochromateur sur l'énergie E (par résonance magnétique par exemple) et à ajuster les réglages des lentilles magnétiques de façon à maximaliser Ie^+ et à minimiser I_A car, dû à la longue focale de la dernière lentille quadrupolaire, le maximum de Ie^+ était très flou et ceci donnait des réglages non rigoureusement reproductibles.

A condition de toujours faire un cycle d'hystéresis avant d'afficher les courants, la valeur du champ dans le monochromateur, pour un courant donné, est reproductible à quelques pour mille, ce qui, compte tenu de notre résolution au mieux égale à 1 %, est plus que suffisant. Pour des raisons de rapidité, la mesure de la courbe efficace sera réalisée en faisant d'abord tous les points en positons puis tous les points en négatons (Fig.V.1 bis).

En parallèle des réglages des courants, SARE d'une part envoie un train d'impulsions dans l'échelle appelée (IND) qui sert à repérer le courant passant dans le monochromateur, d'où l'énergie à laquelle on travaille, et, d'autre part force un 1 ou un 2 dans le bit décimal de plus haut poids de cette même échelle selon que l'on est en négatons ou en positons.

Ces ensembles sont interconnectés de façon très souple permettant de

reprendre le contrôle manuel lorsque l'un d'eux tombe en panne, tout en continuant à exploiter les possibilités des deux restés en ordre de marche.

V.C. GESTION AUTOMATIQUE DE L'EXPERIENCE

Avant de décrire le déroulement de l'expérience en gestion automatique, qui sera le sujet de la deuxième partie de ce sous-chapitre, nous examinerons quels sont les types de données à acquérir pour mener à bien cette gestion. Elles sont de trois sortes :

V.C.1. Les "données de calcul" . Elles sont constituées, ainsi que nous l'avons vu au paragraphe IV.B, par les nombres de coups contenus dans les échelles de comptage provenant, soit directement de l'électronique associée au détecteur de photoneutrons, soit des détecteurs de bruit de fond. Ces quantités sont nécessaires aux calculs des sections efficaces partielles. Nous les rappelons pour mémoire :

Q = quantité de charge (+ ou -) tombant sur le capteur ;

N1 = nombre de coups d'ordre 1 ;

N2 = nombre de coups d'ordre 2 ;

N3 = nombre de coups d'ordre 3 ;

CT = nombre de coups totaux → $CT = \sum_{i=1}^{3} i\ Ni$;

TZ = nombre de portes ;

BF3 = nombre de coups provenant du compteur à BF3 et servant au calcul du bruit de fond BFT ;

BFØ = nombre de coups comptés dans la deuxième porte en temps donnant la valeur du bruit de fond naturel.

A ces échelles, il faut en ajouter une neuvième, propre au système de gestion automatique : IND repérant l'énergie des particules et leur signe.

V.C.2. Les "données de contrôle" . Elles sont acquises le plus souvent possible et elles renseignent sur les taux de comptage provenant du détecteur ainsi que sur la valeur du courant de positons provenant du capteur. Elles sont au nombre de trois :

TZ = nombre de porte signal ;

CT = comptage total ;

HP = courant instantané de positons ou de négatons digitalisé par le voltmètre Hewlett Pakard.

Ces données permettent ainsi d'évaluer le rapport CT/TZ, de le comparer à deux valeurs bornes fixées par l'opérateur et de contrôler le courant de positons qu'on limite à 10^{-10} A (pour des questions d'appareillage) par l'intermédiaire du rapport HP/TZ.

V.C.3. *Les "données paramétriques"* . En quelque sorte, elles aussi sont des données de contrôle, mais comme elles concernent uniquement les réglages de l'optique magnétique, elles ne peuvent pas évoluer au cours d'un réglage et ne sont donc lues qu'une seule fois. Elles sont au nombre de cinq :

IQ1 = courant dans la première lentille quadrupolaire ;

IQ2 = courant dans la seconde lentille quadrupolaire ;

IQ3 = courant dans la troisième lentille quadrupolaire ;

IM = courant dans le monochromateur et l'aimant balai ;

CHM = champ magnétique dans le monochromateur.

Toutes ces quantités proviennent de la lecture par un voltmètre digital de tension, soit des shunts parcourus par les courants traversant les différents éléments de l'optique magnétique, soit d'une sonde à effet Hall placée dans l'aimant central de monochromateur mesurant le champ magnétique. Il est ainsi possible de faire un grand nombre de tests, soit de proportionnalité : toutes ces tensions doivent être proportionnelles entre elles, soit d'accroissement : à un pas d'énergie donné ΔE doivent correspondre des accroissements bien définis de ces tensions. Enfin, IM avec son sens, doit correspondre à la lecture IND qui sert de repérage.

V.C.4. *Déroulement automatique de l'expérience* . Nous avons tenté de schématiser ce déroulement sur la figure V.3. Pour commencer, supposons que l'optique magné-

tique soit réglée à une énergie Ei de sélection de particules et que les comptages dans les différentes échelles s'effectuent convenablement (cercle A). Pendant ce temps (cercle B), toutes les 15", l'horloge (HGE) demande au STDAN de lire les trois échelles (CT), (TZ) et (HP), de les transférer au PDP8 (afin que celui-ci puisse faire les contrôles), de les effacer et de les remettre en marche pour le contrôle suivant. Le PDP8 fait alors le rapport R = CT/TZ et le compare aux bornes RINF et RSUP fixées préalablement par l'utilisateur. Trois cas peuvent alors se présenter :

- RINF < R < RSUP : tout est normal, rien ne se passe ;

- R < RINF : le taux de comptage n'est plus assez élevé ; partant, le nombre de rayons gamma incidents est trop faible, il faut arrêter l'expérience. Le calculateur, par l'intermédiaire de l'interface, arrête tous les comptages, déclenche une alarme et porte le diagnostic en clair sur le télétype TTY ; bien que les comptages dans les échelles correspondant aux "données de calcul" soient arrêtés, le contrôle s'effectue toujours et le calculateur remettra en marche quand tout sera redevenu normal.

- R > RSUP : le taux de comptage est trop élevé, d'où risque d'empilement ; le calculateur baisse alors le courant de l'accélérateur jusqu'à ce que le rapport R se situe à nouveau dans la fourchette désirée.

En plus du rapport CT/TZ, le calculateur compare HP à TZ et baisse encore le courant de l'accélérateur si l'intensité de positons est supérieure à 10^{-10} A.

A un moment donné, l'horloge HGE donne l'ordre au STDAN de lire les données paramétriques et de les stocker dans le PDP8 ; à lui de faire ou non des contrôles d'équivalence.

Le contrôle séquentiel se poursuit jusqu'à ce que la quantité de particules tombées sur le capteur de Faraday ait atteint une certaine valeur Q^+. Quand cela se produit, l'échelle (Q) envoie une demande d'interruption au STDAN qui transfère les neuf échelles dans le PDP8, lequel entreprend immédiatement les calculs de rendement de photoproduction des sections efficaces $\sigma(\gamma,n)$ et $\sigma(\gamma,2n)$ puis les

sort en clair sur le télétype, ainsi que la valeur des différentes échelles. Sont transcrits également des résultats de calculs intermédiaires pouvant être utiles à l'opérateur pour juger de l'évolution des mesures (BFØ/TZ ; BFQ ; BFT etc ...).

A partir des valeurs des échelles, le programme de calcul fait aussi quelques tests de compatibilité (par exemple, il vérifie que $CT = \sum_{i=1}^{3} i\ Ni$) et signale lorsque ces tests sont négatifs.

Pendant ce temps, sur un ordre venu du STDAN, le dispositif SARE accroît d'une certaine quantité tous les courants traversant les éléments de l'optique, de façon à augmenter d'un pas ΔE l'énergie de sélection des particules, puis, si SARE, STDAN et PDP8 sont d'accord, les comptages redémarrent.

Enfin, à tout instant, un dispositif (COB) ne dépendant pas des systèmes précédemment décrits, se rend compte que tout fonctionne, s'il en est autrement, il déclenche une alarme.

V.D. PROGRAMMATION

L'interface couplant le PDP8 au STDAN étant bidirectionnelle, on pourrait commander celle-là par celui-ci mais, pour des raisons de sureté de fonctionnement nous avons préféré programmer séparément les deux appareils.

V.D.1. STDAN (ordinogramme n°1) . Son programme teste en permanence les trois interruptions possibles :

- interruption 1 : provenant de l'échelle (Q) demandant à lire les échelles de données ;
- interruption 2 : provenant de l'horloge HGE demandant à lire les trois échelles de contrôle ;
- interruption 3 : provenant elle aussi de l'horloge HGE demandant à lire les données paramétriques.

Le STDAN ayant reconnu l'interruption exécute le sous-programme correspondant et alerte le PDP8 qui, s'il est libre, lui permet de transférer les informa-

tions relatives au programme choisi et repéré par un numéro. Quand le transfert est terminé, le STDAN génère une impulsion utilisable par les autres systèmes.

V.D.2. PDP8 . Dans l'état actuel du calculateur (8 k), tous les programmes "en ligne" ont été écrits en language machine, et un programme particulier à une expérience occupe tout entier la mémoire centrale (exemple : γ,xn, calibration, efficacité). Tous ces programmes y compris un programme de calcul du type "BASIC" sont stockés sur une bande magnétique et peuvent être appelés à la demande à partir du télétype grâce au moniteur (DMS). Pour ce qui nous concerne, nous décrirons uniquement le programme ayant trait à l'expérience (γ,xn) et encore, en se limitant aux parties les plus intéressantes.

Tous les périphériques (TTY, bande magnétique, STDAN) peuvent interrompre le programme résident grâce à la ligne d'interruption ; comme il n'y a qu'une seule ligne, la hiérarchisation est faite par le programme. Les interruptions qui nous intéressent ici sont celles provenant du STDAN lorsqu'il veut transférer des données ou du télétype lorsque l'opérateur veut "converser" avec le programme. Cette conversation se fait à l'aide de lettres clés qui, suivant un code (ordinogramme n°3), permettent la réalisation des tâches suivantes :

- remise à zéro des tables de données ;
- introduction des différents paramètres du corps à étudier permettant le calcul de la section efficace absolue et les limites du rapport CT/TZ ;
- visualisation des points expérimentaux déjà stockés (XP, XN, $\sigma(\gamma,n)$, $\sigma(\gamma,2n)$)
- sortie de la liste des résultats finals et production possible d'une bande perforée permettant de faire des cartes en vue de traitements plus élaborés sur calculatrice IBM ou CDC ;
- stockage des résultats sur bande magnétique ;
- test du programme ;
- possibilité d'entrer les valeurs des échelles, non plus via le STDAN mais à partir d'un ruban perforé, ceci permettant de refaire un corps complet avec des paramètres quelque peu différents (temps de lecture de la bande et calcul :

deux minutes environ) ;

- possibilité de pré-régler un nombre de points à faire ;

etc ...

- appel du moniteur.

V.D.3. Description des ordinogrammes . On suppose le programme chargé dans le calculateur et les paramètres relatifs au corps introduits ; le programme (ordinogramme n°2) tourne sur une boucle d'attente, interruption activée (ION). Quand une interruption se présente, le calculateur recherche son origine après avoir sauvé les registres actifs.

- Si l'interruption a été provoquée par le STDAN, le calculateur doit reconnaître d'abord un code puis le numéro repère du sous programme qui peut être celui correspondant à la lecture des données du calcul, du contrôle ou des paramètres.

Dans le cas du programme de calcul (ordinogramme n°4), celui-ci effectue le transfert des neuf échelles, reconnait si la mesure a été faite en positons ou en négatons grâce au code porté par l'échelle IND, fait le calcul du BFQ correspondant puis évalue les douze coefficients d'un système de trois équations à trois inconnues, résoud ce système, stocke les rendements photoneutroniques (les deux premiers seulement) et les sort en clair sur le télétype, ainsi que la valeur des échelles et des données paramétriques. On remarque que le même traitement peut être appliqué à des données lues au ruban perforé. Ainsi il est possible, avec le lecteur rapide, de "repasser" un corps avec des paramètres différents en moins de deux minutes.

Dans le cas du programme de contrôle (ordinogramme n°3), les trois échelles CT, TZ et HP sont lues puis les trois tests de comparaison sont effectués, permettant, grâce à l'interface, de faire les rectifications nécessaires (arrêt des comptages, baisse de courant accélérateur, remise en marche des comptages). L'interface sert aussi à attaquer le système d'alarme à chaque fois que les programmes sont dirigés vers le sous programme "ERREUR".

- Si l'interruption a été provoquée par le télétype, cela veut dire que l'opérateur désire converser avec le calculateur ; pour cela, il tape une lettre code (ordinogramme n°5) qui aiguille l'unité centrale vers un sous programme particulier.

Pour illustrer ceci, nous avons regroupé sur la figure V.4 la visualisation de six tableaux de valeur. Les photographies représentent, comme on peut le voir sur la figure, les rendements et les sections efficaces partielles et totales du niobium 93 obtenus au bout d'une expérience ayant duré quinze heures.

N.B. : La photographie représentant $\sigma(\gamma, Tot)$ et $\sigma(\gamma,2n)$ est en fait un montage photographique, le programme ne permettant pas encore de visualiser deux tableaux de résultats en même temps.

CONCLUSION

Le dispositif de gestion automatique mis en place en 1969 a permis de décharger presque complètement les utilisateurs des tâches de réglage de l'optique magnétique et de contrôle des paramètres expérimentaux ; la seule intervention étant le démarrage de la séquence "positons" et le changement de séquence "positons-négatons".

Grâce au calcul instantané des sections efficaces et à la possibilité de leur affichage, des décisions immédiates purent être prises concernant le déroulement des expériences. Ainsi on a pu recommencer la mesure de points ayant des comportements anormaux, permettant, soit de les considérer comme aberrants, soit de mettre en évidence des structures. Au contraire, on a pu pu passer très rapidement sur certaines séquences de mesures qui n'apportaient rien sur le plan théorique, permettant ainsi de gagner du temps.

Grâce à l'automatisation complète de tout le système expérimental entraînant entre autres choses une reproductibilité parfaite de tous les réglages, des répétitions de séquences de mesures purent avoir lieu sur des éléments que nous ne

possédions qu'en faible quantité (isotopes séparés) ou qui avaient une grande importance théorique (praseodyme). Nous verrons, dans le chapitre VII les conclusions qui purent en être tirées.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V

[V.1] P. DAUJAT, Acquisition en ligne des données d'une expérience photonucléaire, note C.E.A. N-1465 (1971).

[V.2] P. GALLICE, Rapport DEG/EI/R-1948. (1966)

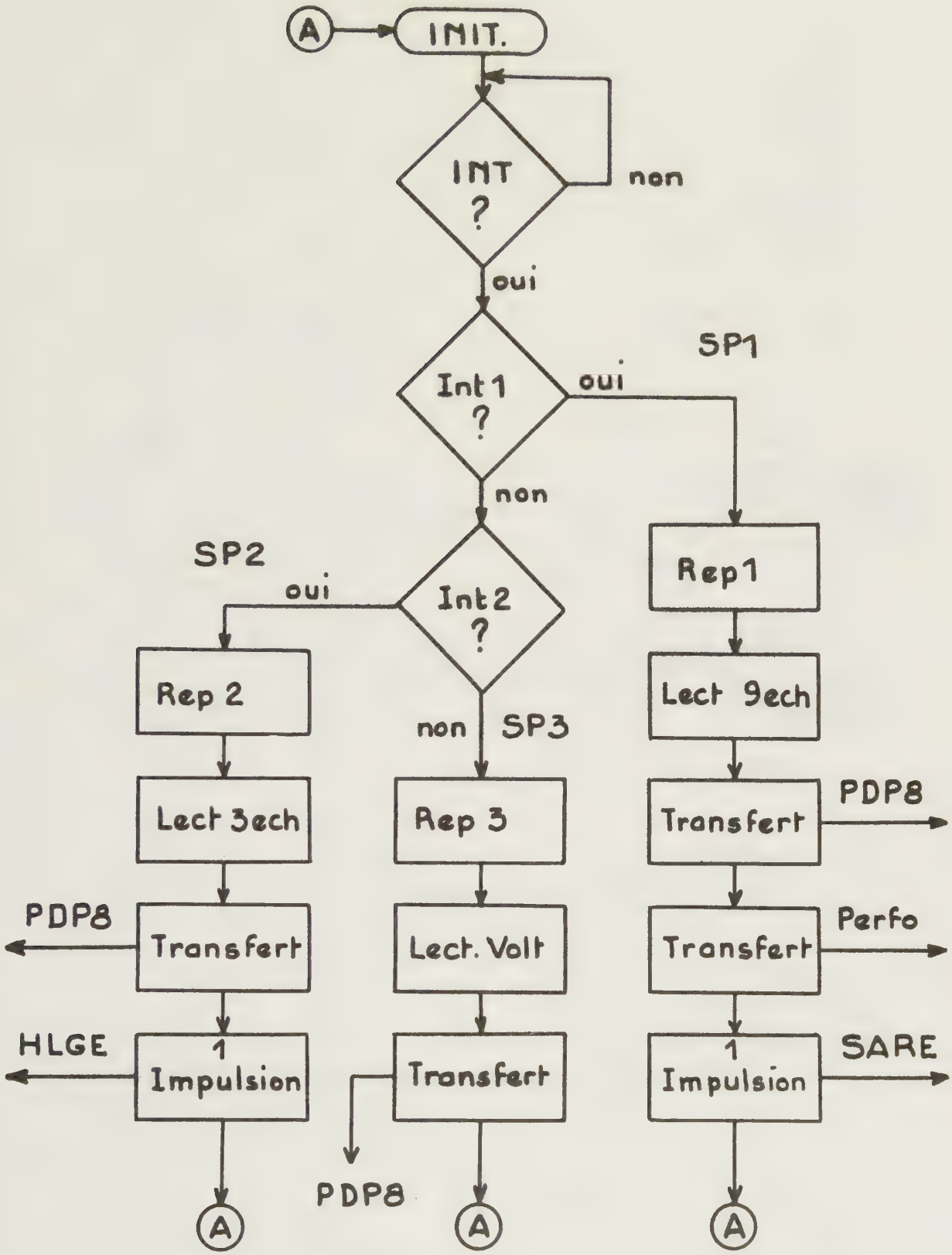
[V.3] P. GALLICE, Rapport DEG/EI/R-2426. (1968)

[V.4] P. GALLICE, Rapport DEG/EI/R-2429. (1968)

[V.5] M. HESLING, BIST n°36, p.5. (1969)

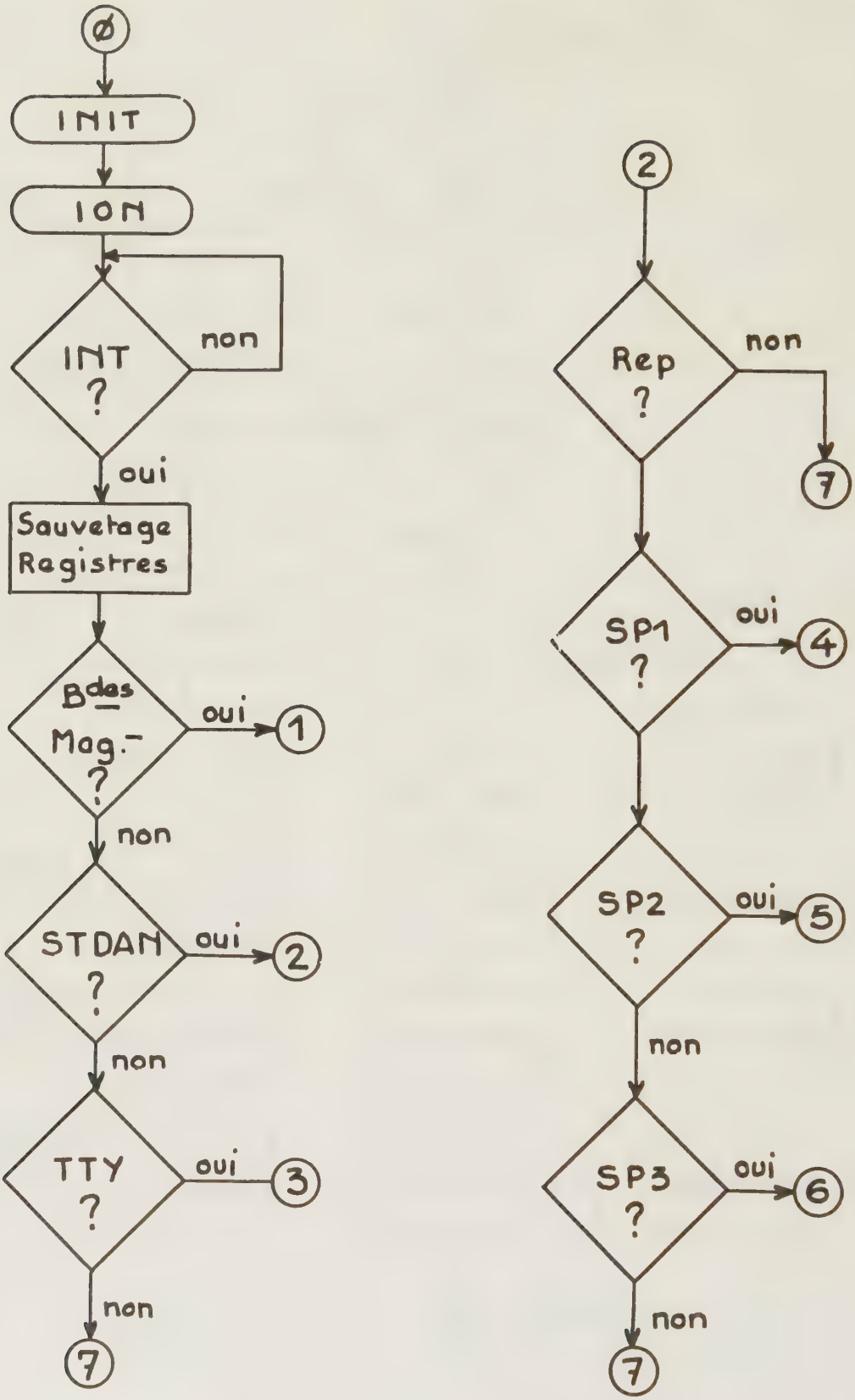
[V.6] P. GALLICE, Rapport DEG/EI/R-2646. (1969)

[V.7] P. DAUJAT, Automatisation de l'appareillage d'une expérience photonucléaire, rapport interne à paraître.



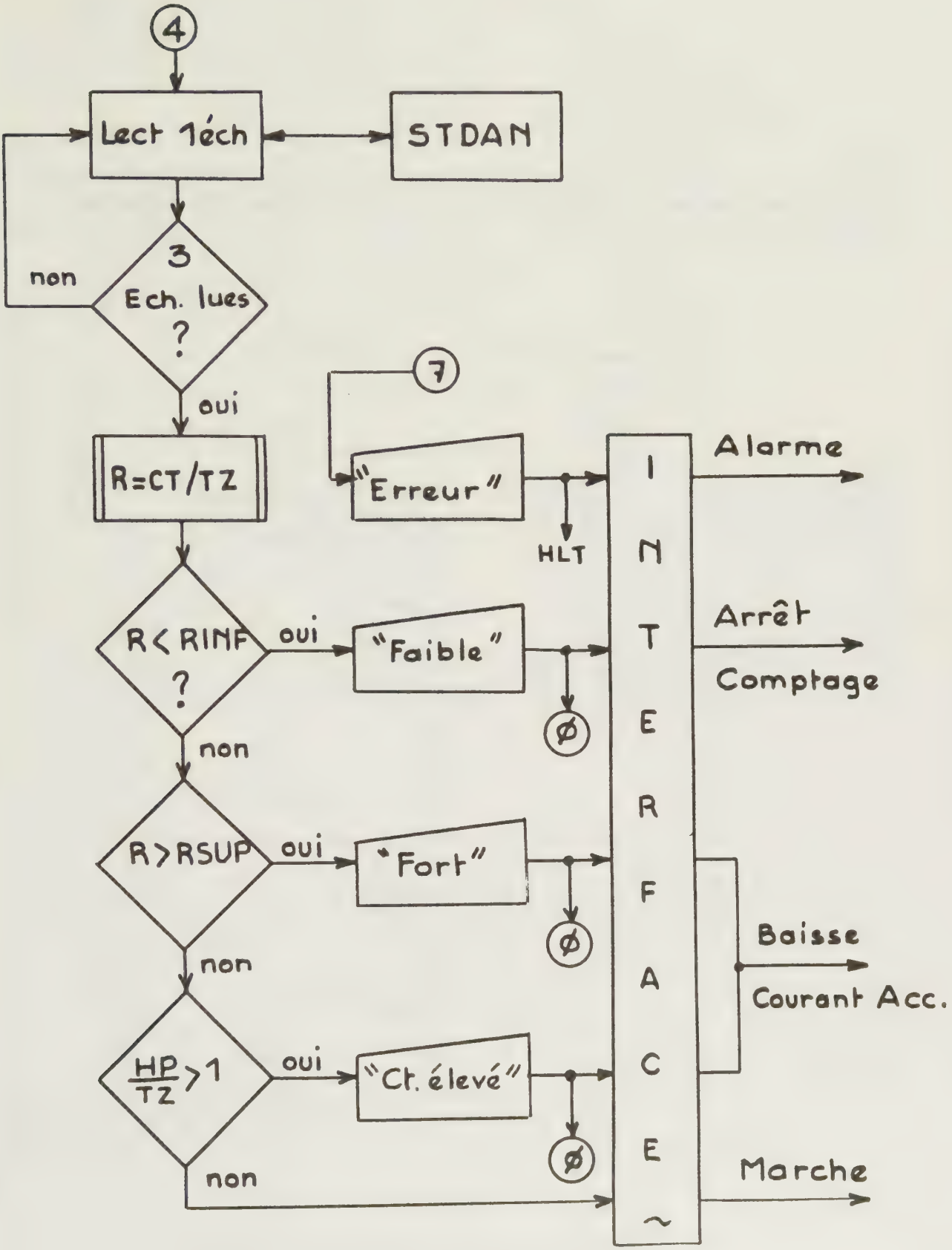
Ordinogramme n°1

STDAN



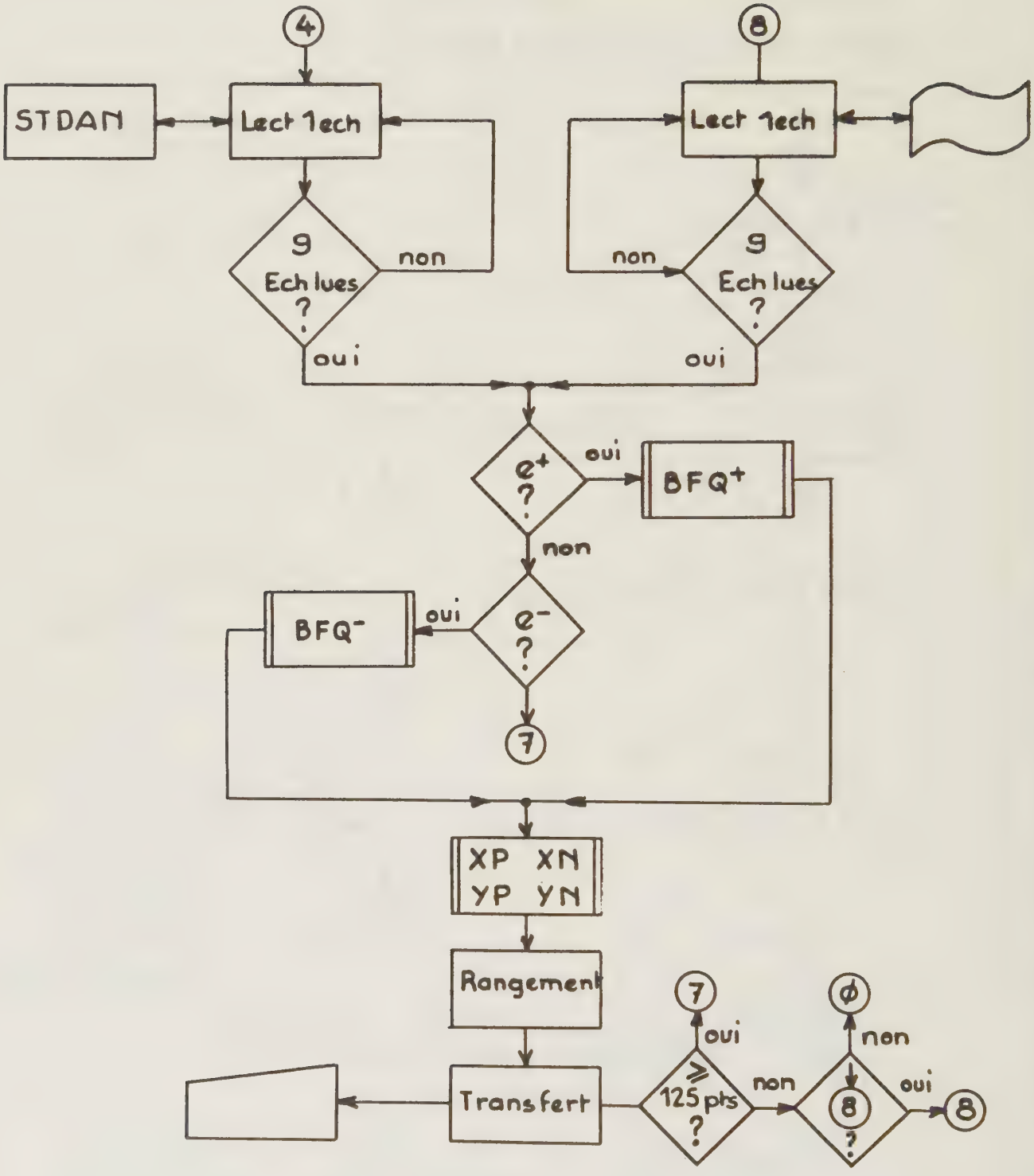
Ordinogramme nº2

PDP8/1



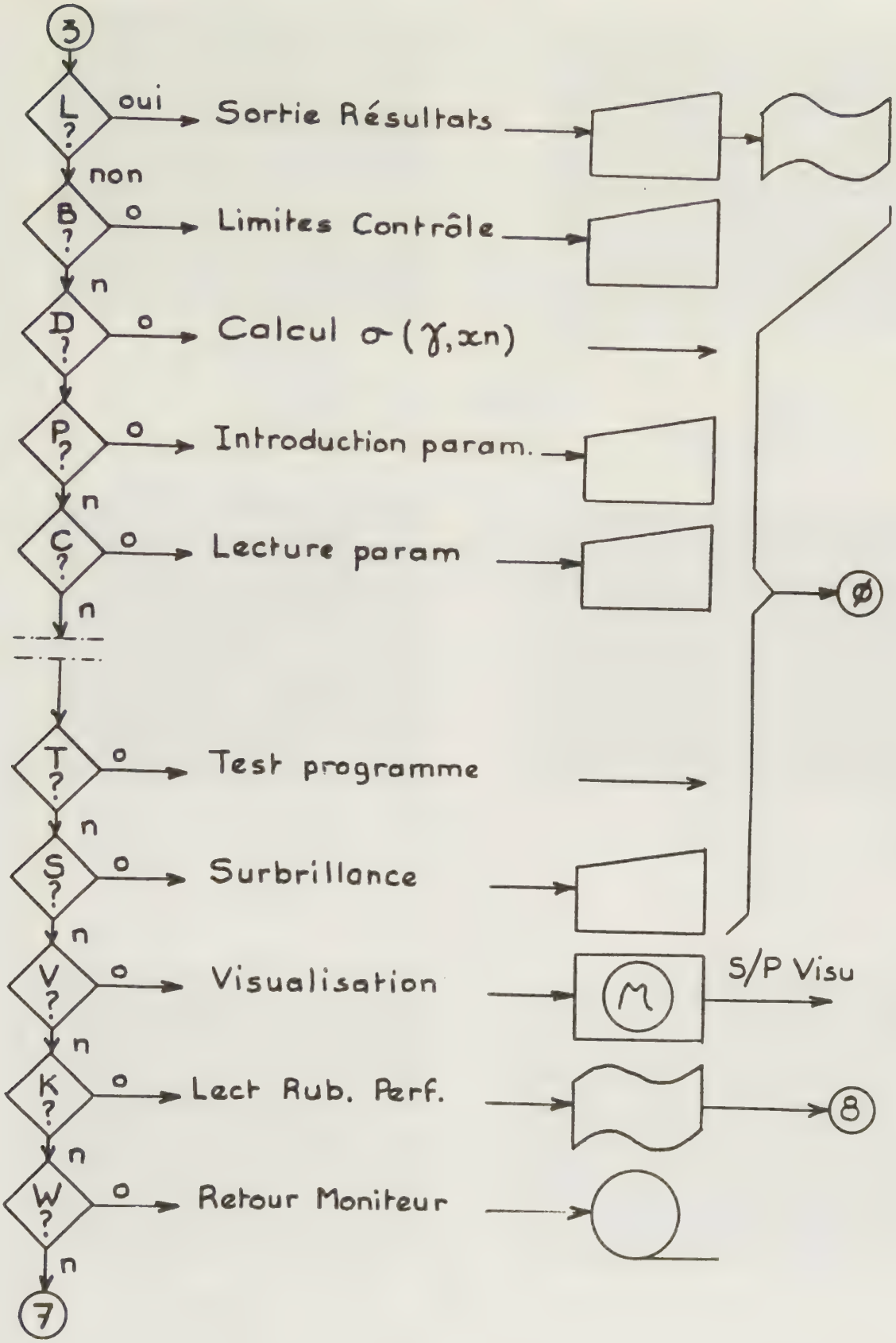
Ordinogramme n°3

PDP8/1



Ordinogramme nº4

PDP8/1



Ordinogramme n°3

PDP8/1

Schéma synoptique du dispositif de gestion automatique de l'expérience γ,xn

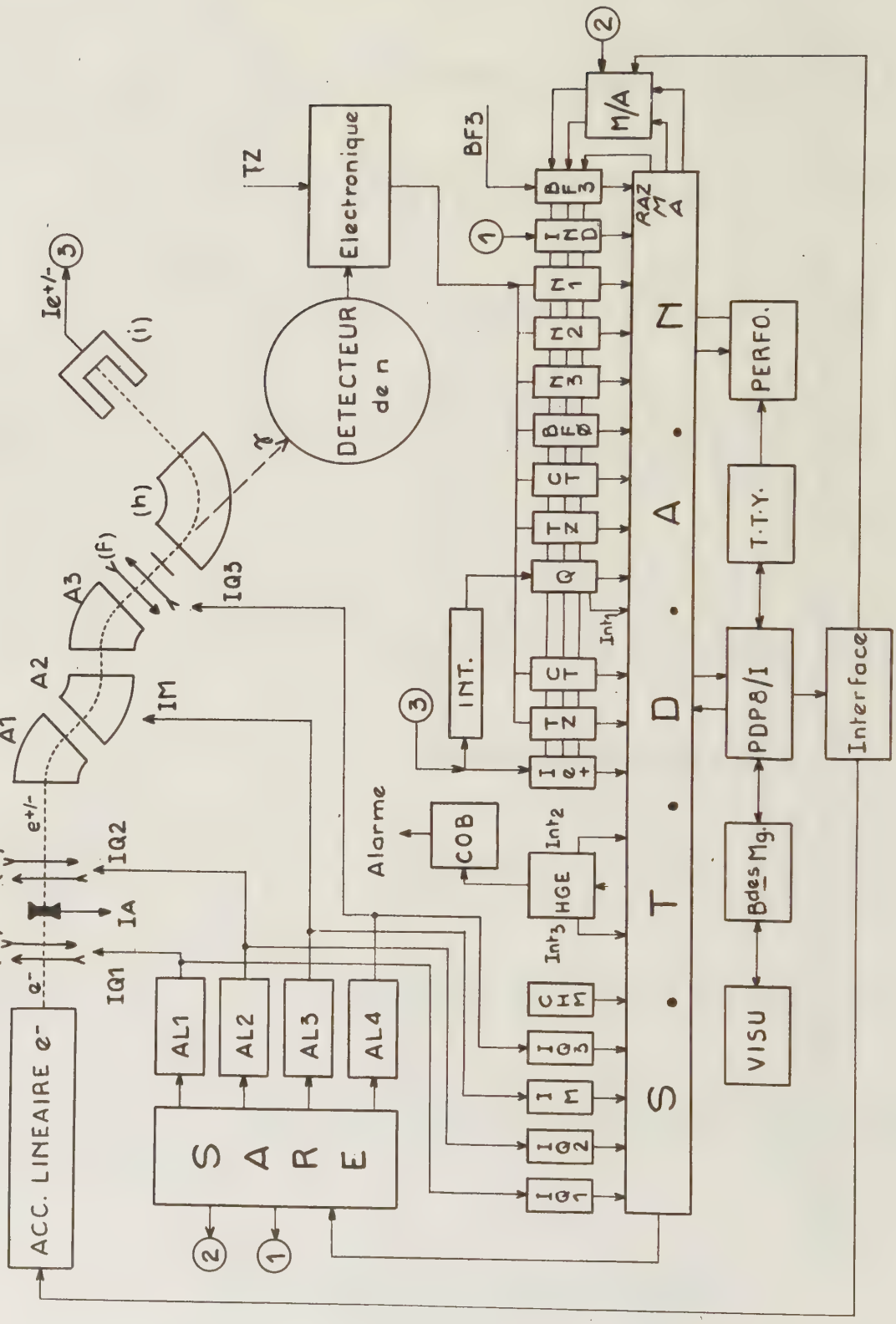
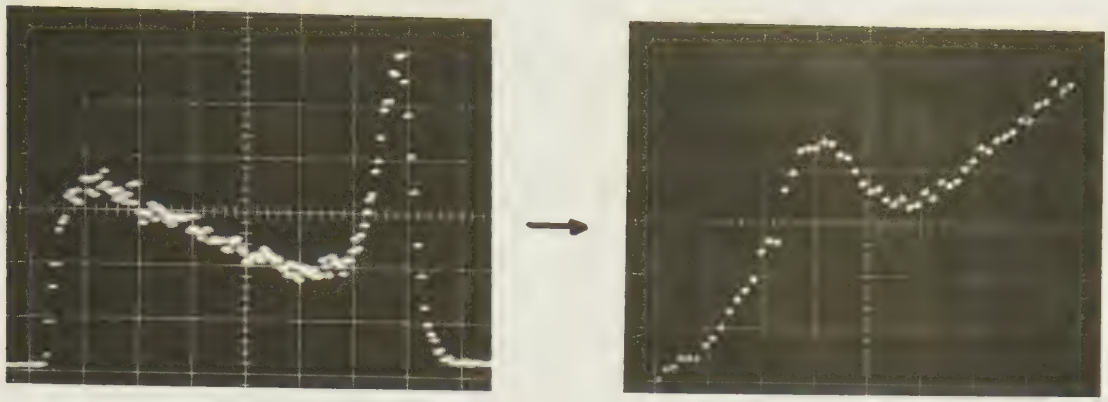
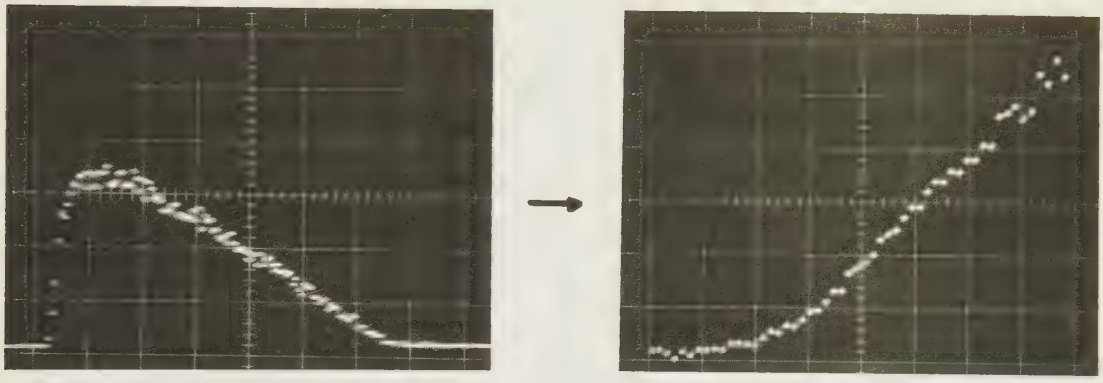


Fig. V-1



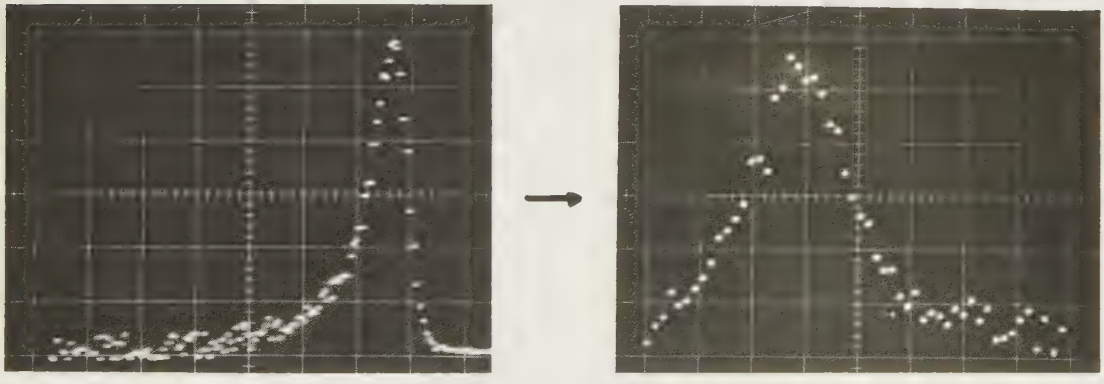
a/
$N^+(15)$

d/
$XP(E_\gamma)$



b/
$N^-(15)$

e/
$XN(E_\gamma)$



c/
$N^+ - N^-$

f/
$\sigma(\gamma,n)$

Fig. V-1bis

Schéma synoptique du STDAN

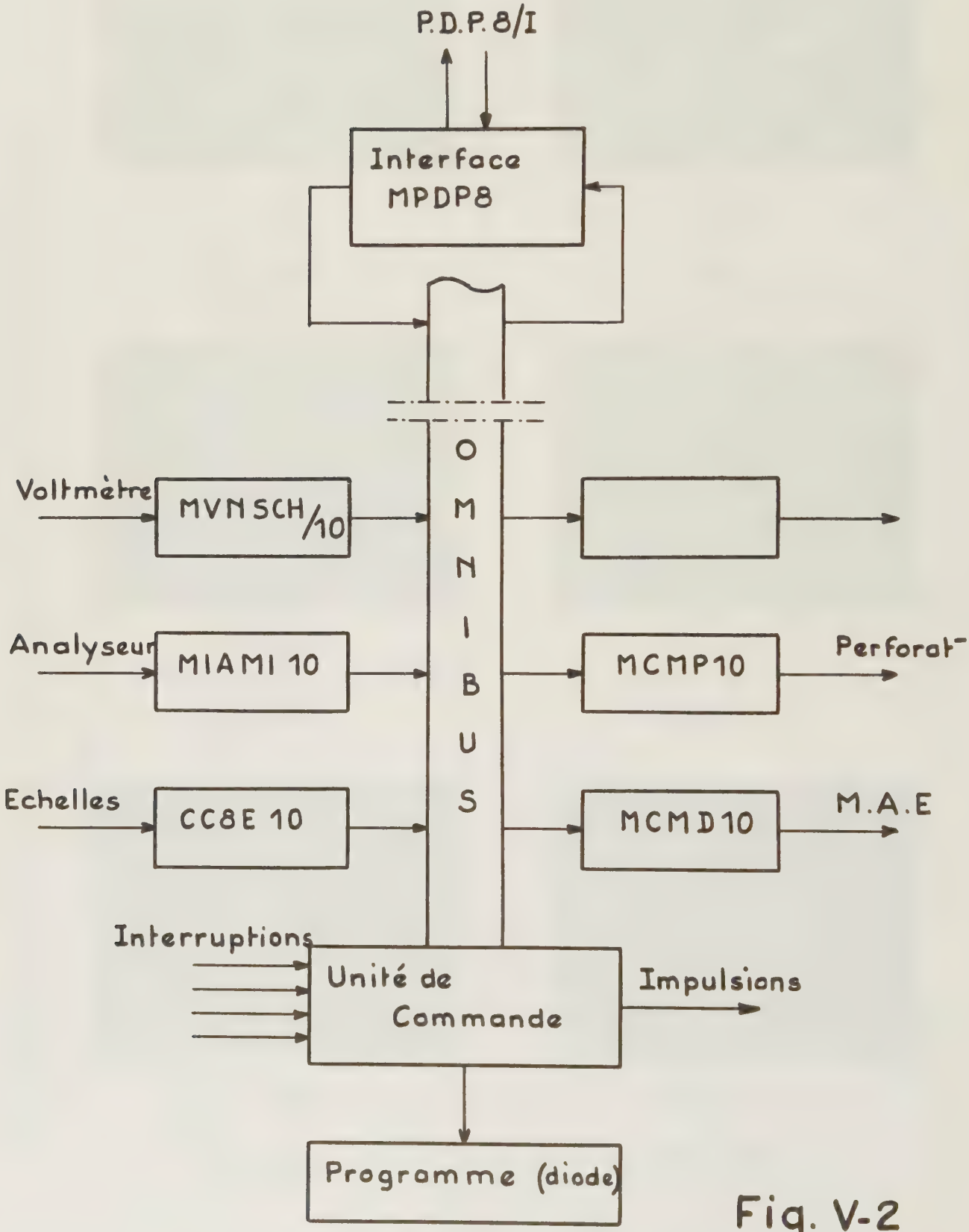


Fig. V-2

Séquences en temps de la gestion automatique de l'expérience γ, xn

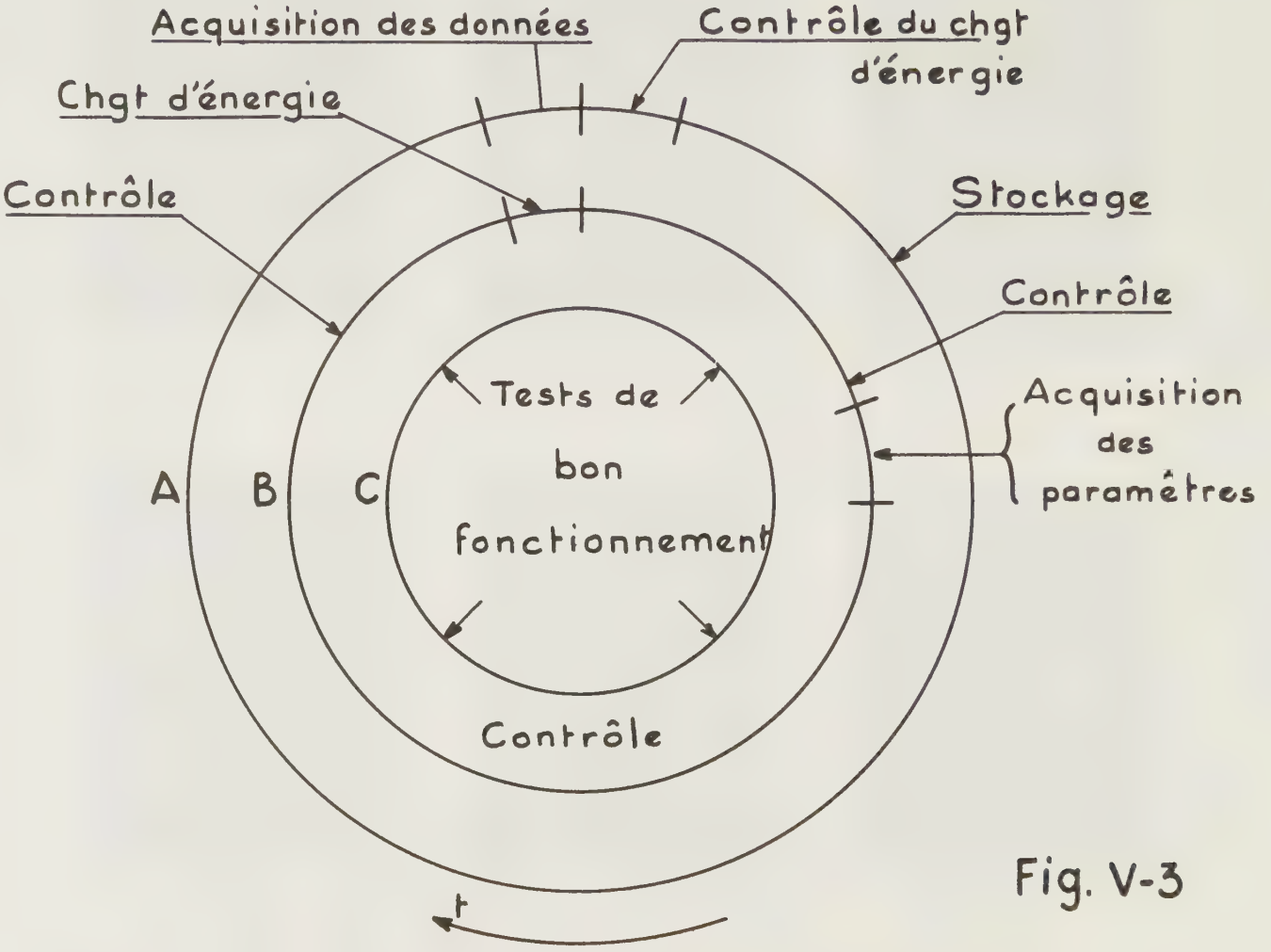


Fig. V-3

Exemples de visualisation

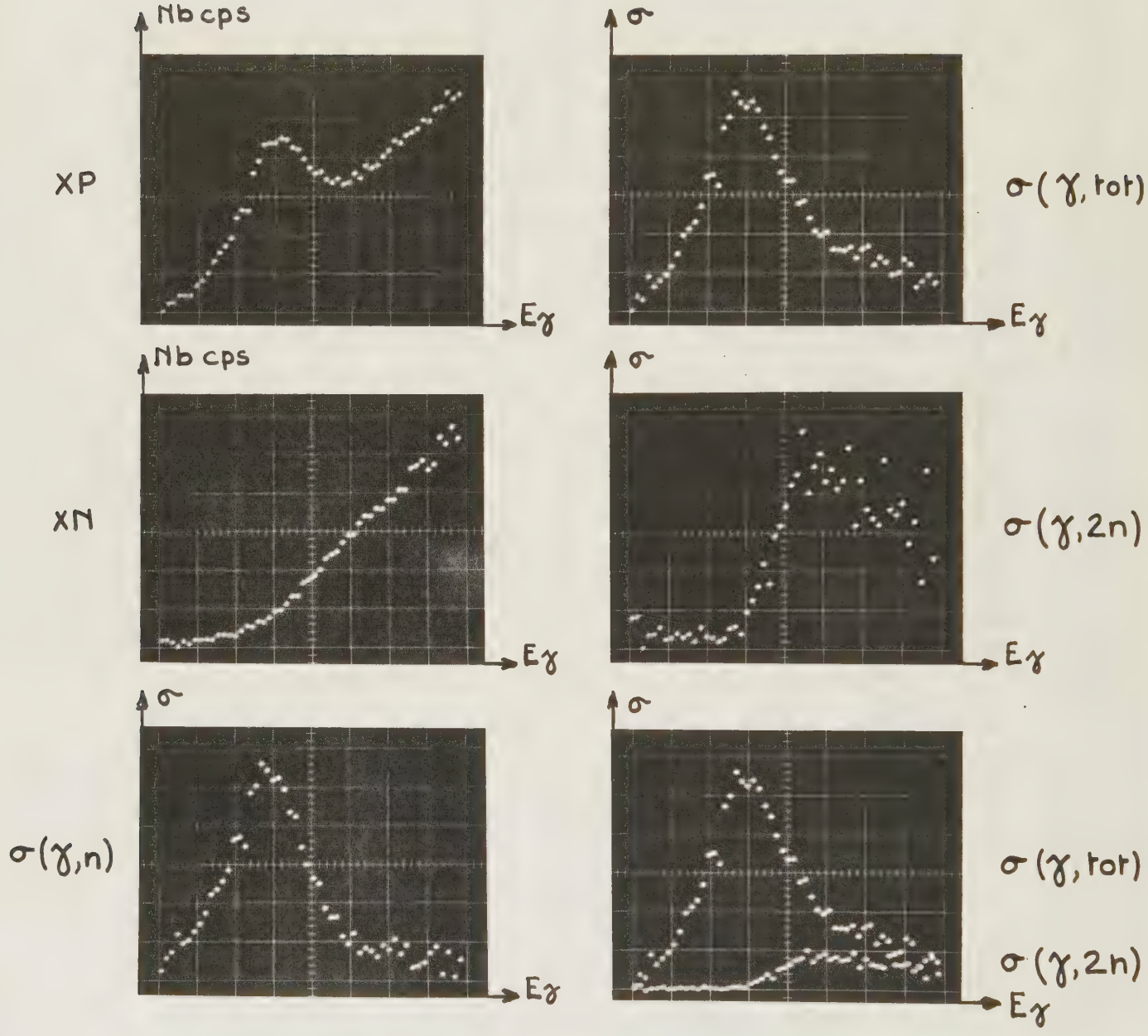


Fig. V-4

Chapitre VI

EXPLOITATION DES DONNEES EXPERIMENTALES

Nous développerons dans ce chapitre les différentes méthodes de calcul mises au point pour évaluer et exploiter les sections efficaces photonucléaires absolues à partir des données expérimentales.

Devant la grande quantité de données à traiter, il a été nécessaire d'écrire un certain nombre de programmes, tant en langage PDP8 pour l'exploitation "en ligne", qu'en FORTRAN pour une exploitation ultérieure plus élaborée, sur les calculateurs du C.E.N. de Saclay.

Nous partagerons ce chapitre en deux parties décrivant, l'une le programme d'évaluation des sections efficaces (nom de code FONUC), l'autre le programme d'exploitation associé au modèle théorique le plus couramment utilisé (nom de code FILTOR), en en donnant seulement les "squelettes mathématiques", la programmation étant trop volumineuse pour trouver sa place ici.

Le programme FONUC permettant de calculer les sections efficaces photonucléaires à partir des taux de comptage et des bruits de fond, et d'évaluer les erreurs faites sur chaque point de mesure, a été écrit en deux versions :

- une version en langage machine PDP8 pour l'exploitation "en ligne" des paramètres expérimentaux ; c'est une version simplifiée au point de vue calcul

permettant seulement l'obtention des sections efficaces absolues, mais augmentée de tout le programme nécessaire à l'automatisation de l'expérience (cf. chap. V).

- une version complète écrite en langage FORTRAN pour IBM 360 permettant le calcul des sections efficaces, l'évaluation des erreurs, quelques raffinements mathématiques et l'obtention des courbes sur traceur BENSON. C'est cette version qui sera décrite dans la première partie de ce chapitre.

La deuxième partie sera consacrée à la description du programme FILTOR représentant un exemple type d'exploitation théorique des résultats expérimentaux élaborés par FONUC. L'importance de ce programme - qui motive sa présentation - vient du fait qu'il a été utilisé pour tous les corps dont nous avons mesuré les sections efficaces ; nous le connaissons donc bien et, par contrecoup, nous avons accès aux limites de notre dispositif expérimental lui-même pour l'évaluation des paramètres liés à cette théorie.

N.B. : Nous utiliserons dans ce chapitre pour l'écriture des diverses expressions mathématiques le symbolisme du langage FORTRAN, ceci afin de faciliter la lecture des programmes en cas d'utilisation. Ainsi les noms des variables peuvent se composer de plusieurs chiffres ou lettres (les mêmes que ceux utilisés dans les programmes) et le signe de la multiplication sera représenté par un astérisque "*".

VI.A. PROGRAMME PRINCIPAL (FONUC)

Il permet, à partir des données expérimentales brutes, de calculer les sections efficaces partielles absolues jusqu'à $(\gamma,4n)$ et d'évaluer pour chaque point de mesure les erreurs provenant des comptages et des bruits de fond. Il donne donc des valeurs élaborées qui serviront de départ pour l'analyse théorique future.

On peut, pour la clarté de l'exposé, le décomposer en quatre parties, bien qu'elles s'interpénètrent au niveau de la programmation :

- Calcul des rendements photonucléaires
- Calcul des sections efficaces absolues

- Calcul des erreurs

- Raffinements mathématiques

Voyons en détail ces quatre parties.

VI.A.1. Calcul des rendements photoneutroniques . Les rendements photoneutroniques représentent le nombre vrai de réactions photonucléaires du type (γ,in) (•) produites dans un matériau quelconque, quand celui-ci a été bombardé par un certain spectre de photons. Ils ont déjà été définis sous leur forme mathématique au paragraphe V.A (formules V.1-2-3) et nous avons vu qu'il en existait deux familles, se rapportant, l'une aux rendements obtenus quand le spectre de photons incidents provient de l'annihilation des positons (XP, YP, ZP, WP), l'autre aux rendements obtenus quand le spectre de photons incidents provient du freinage seul des négatons (XN, YN, ZN, WN). Rappelons leur expression :

$$\left.\begin{matrix} XP(E_\gamma) \\ XN(E_\gamma) \end{matrix}\right\} = \int_{E1N}^{E_\gamma} \sigma(\gamma,n)\left[E'\right] * \left\{\begin{matrix} N^+(E_\gamma,E') \\ N^-(E_\gamma,E') \end{matrix}\right\} dE'$$

$$\left.\begin{matrix} YP(E_\gamma) \\ YN(E_\gamma) \end{matrix}\right\} = \int_{E2N}^{E_\gamma} \sigma(\gamma,2n)\left[E'\right] * \left\{\begin{matrix} N^+(E_\gamma,E') \\ N^-(E_\gamma,E') \end{matrix}\right\} dE'$$

$$\left.\begin{matrix} ZP(E_\gamma) \\ ZN(E_\gamma) \end{matrix}\right\} = \int_{E3N}^{E_\gamma} \sigma(\gamma,3n)\left[E'\right] * \left\{\begin{matrix} N^+(E_\gamma,E') \\ N^-(E_\gamma,E') \end{matrix}\right\} dE'$$

$$\left.\begin{matrix} WP(E_\gamma) \\ WN(E_\gamma) \end{matrix}\right\} = \int_{E4N}^{E_\gamma} \sigma(\gamma,4n)\left[E'\right] * \left\{\begin{matrix} N^+(E_\gamma,E') \\ N^-(E_\gamma,E') \end{matrix}\right\} dE'$$

(•) En réalité, cette possibilité n'est presque jamais utilisée car la majorité des corps étudiés l'a été jusqu'à $\sigma(\gamma,3n)$.

où : E1N, E2N, E3N et E4N sont les seuils des réactions (γ,n), $(\gamma,2n)$, $(\gamma,3n)$, $(\gamma,4n)$;

$N^+(E_\gamma,E')$ est le spectre de photons issus de l'annihilation des positons dans la cible de lithium ;

$N^-(E_\gamma,E')$ est le spectre de photons créés par le freinage des négatons dans la cible de lithium ;

E_γ est l'énergie des photons d'annihilation.

Ces quantités, malheureusement, ne sont pas représentées directement par les contenus des échelles N1, N2, N3 et N4 car trois causes (l'efficacité du détecteur, les empilements et les bruits de fond) vont venir perturber cette correspondance bi-univoque et nous conduire à écrire un système de quatre équations à quatre inconnues dont la résolution seule nous donnera les résultats recherchés.

Ecrivons donc ces équations en considérant successivement ces trois paramètres pour calculer les rendements photonucléaires obtenus par sélection des positons (XP, YP, ZP et WP). Le calcul permettant d'obtenir XN, YN, ZN et WN est tout à fait similaire.

VI.A.1.1. Efficacité du détecteur. Comme elle est différente de 100 %, des évènements d'une certaine multiplicité seront comptés dans une échelle de multiplicité inférieure; par exemple, il peut arriver qu'un seul des deux neutrons d'une réaction $(\gamma,2n)$ soit compté. Pour en tenir compte, il suffit de calculer la probabilité Aij qu'ont les j neutrons provenant d'une réaction (γ,jn) d'être comptés par l'échelle Ni (avec $i \leq j$).

En appelant ε l'efficacité du détecteur, cette probabilité s'exprime par :

$$Aij = C_j^i * \varepsilon^i * (1 - \varepsilon)^{j-i}$$

où $C_j^i = \dfrac{j!}{i!(j-i)!}$.

Evidemment, nous voyons que pour $i = j$, $Ajj = \varepsilon^j$.

Ces douze coefficients Aij vont former la base de notre système d'équations.

VI.A.1.2. Empilements. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la remarque 5 du paragraphe V.A, il est primordial, quand on s'intéresse aux sections efficaces partielles, de réduire au maximum les empilements d'impulsions. On les réduit déjà dans une certaine mesure en limitant le rapport nombre de coups/portes, mais, si l'on ne veut pas que le signal soit complètement noyé dans le bruit, il est indispensable que ce rapport soit tout de même assez élevé. D'une part pour cette raison et d'autre part parce que les taux de comptage varient d'un point à un autre, il est indispensable de calculer le nombre d'empilements de toutes multiplicités.

Pour la clarté de ce qui va suivre, nous sommes obligés de donner quelques définitions :

- Nous appellerons "*monosignal*" une impulsion électronique se propageant entre les photomultiplicateurs et le AEM provenant de la détection d'une seule impulsion de lumière et tombant dans la porte en temps de 25 µs (exemple : un neutron provenant d'une réaction (γ,n), d'une réaction $(\gamma,2n)$ l'autre neutron se perdant, un rayon cosmique, etc ...).

- Même chose pour "trisignal" ;

De même, nous définirons :

- E1i = probabilité par porte (de 25 µs) pour que i "monosignaux" tombent dans une même porte et soient comptés par l'échelle N_i ;

- E23 = probabilité par porte pour qu'un "monosignal" plus un "bisignal" tombent dans une même porte et soient comptés par l'échelle N3 ;

- E24 = même chose pour deux "bisignaux" comptés par l'échelle N4 ;

- E34 = un "trisignal" plus un "monosignal" comptés par N4.

Enfin, rappelons que :

- CT = nombre de coups totaux de toute multiplicité

$$CT \neq \sum_{i=1}^{4} i\ Ni$$

- TZ = nombre de portes ;
- CTM = nombre de "monosignaux" vrais

$$CTM \neq CT - \varepsilon^2 YP - \varepsilon^3 ZP - \varepsilon^4 WP$$

Pour évaluer ces différentes probabilités, nous nous servons de la loi binominale et, si nous supposons que CTM << TZ, nous obtenons :

$$E1i \simeq \frac{1}{i!} \left\{ \frac{CTM}{TZ} \right\}^i \cdot \left\{ 1 - \frac{CTM}{TZ} \right\}$$

où CTM/TZ est la probabilité de compter un "monosignal" par porte ;

$$E23 \simeq \frac{\varepsilon^2 YP}{TZ} \frac{CTM}{TZ} \left\{ 1 - \frac{CTM}{TZ} \right\}$$

$$E24 \simeq \frac{1}{4} \left\{ \frac{\varepsilon^2 YP}{TZ} \right\}^2 \left\{ 1 - \frac{\varepsilon^2 YP}{TZ} \right\}$$

$$E34 \simeq \frac{CTM}{TZ} \left\{ 1 - \frac{CTM}{TZ} \right\} \frac{\varepsilon^3 ZP}{TZ} \left\{ 1 - \frac{\varepsilon^3 ZP}{TZ} \right\}$$

Il suffira de multiplier ces probabilités par le nombre de portes ouvertes durant l'expérience pour avoir les nombres de coups à soustraire ou à additionner des contenus des échelles.

VI.A.1.3. Bruit de fond. Nous avons vu, au paragraphe IV.C, que les bruits de fond sont de trois sortes et que les relations permettant d'en tenir compte sont :

$BF1 = \alpha * BF\emptyset$
$BF2 = \beta * BF\emptyset$
$BF3 = \gamma * BF\emptyset$

} Bruit de fond provenant de la radioactivité naturelle et des rayons cosmiques de multiplicité 1, 2, 3.

$BFT = KBFT * BF3$

} Bruit de fond dû aux neutrons créés dans le convertisseur e^-/e^+.

$$\left.\begin{array}{ll} BFQ = \emptyset & \text{pour } E_\gamma < 15 \text{ MeV} \\ BFQ = AP * E_\gamma - BP & \text{pour } E_\gamma > 15 \text{ MeV} \end{array}\right\} \quad \text{Bruit de fond des neutrons créés dans la collimation}$$

Pour le bruit de fond BFQ - proportionnel au nombre de photons incidents - il est indispensable de tenir compte du nombre de charges captées Q, car il a été mesuré avant l'expérience pour une unité de charge ($2 * 10^{-9}$ coulomb) et sa véritable contribution est donc : Q * BFQ (cf. Fig.IV.9).

Finalement, si Ni représente le contenu de l'échelle "i", les rendements cherchés sont solution du système suivant :

$$\begin{aligned} A11 * XP + A12 * YP + A13 * ZP + A14 * WP + BF - EMP1 &= N1 \\ A22 * YP + A23 * ZP + A24 * WP + BF2 + EMP2 &= N2 \\ A33 * ZP + A34 * WP + BF3 + EMP3 &= N3 \\ A44 * WP + EMP4 &= N4 \end{aligned} \qquad \text{(VI.1)}$$

où : BF = BF1 + BFT + Q * BFQ

EMP1 = (2 * E12 + 3 * E13 + 4 * E14 + E23 + E34) * TZ

EMP2 = (E12 - E23 - 2E24) * TZ

EMP3 = (E13 + E23 - E34) * TZ

EMP4 = (E34 + E24 + E14) * TZ

Ces expressions sont calculées en fonction de CTM, ce qui conduit à des équations non linéaires nécessitant quelques itérations (2 à 3 suffisent : les résultats étant rapidement convergents).

A la fin de ces calculs, nous obtenons donc les rendements photonucléaires que nous normalisons à 1 unité de charge $Q = 2.10^{-9}$ Cb.

Remarque 1 : Nous avons voulu montrer par un exemple l'importance des corrections d'empilements sur les valeurs absolues et les formes des courbes des sections efficaces calculées et l'incidence qu'elles peuvent avoir sur les conclusions

théoriques si elles sont mal faites. Nous avons pris le cas du terbium et nous avons tracé sur la figure VI.1 les courbes des sections efficaces partielles obtenues en tenant compte des empilements (b) et en n'en tenant pas compte (a).

Nous voyons que, outre une différence dans les valeurs des sections efficaces absolues (266 mb contre 236, soit une différence de 11 % pour $\sigma(\gamma,n)$), on observe une modification de la forme des différentes sections efficaces partielles et une variation de leur importance relative.

Ceci peut être très grave sur le plan des conclusions théoriques ; en effet, par suite de la non-correction des empilements, la courbe $\sigma(\gamma,n)$ revient très vite à zéro, ce qui pourrait faire croire à un comportement *purement* statistique du noyau avec émission de *tous* les neutrons par "évaporation" alors que l'examen de la même courbe avec correction montre qu'elle ne revient jamais à zéro, impliquant qu'un certain pourcentage de neutrons (10 à 20 %) sont émis par "effet direct". Ce phénomène sera d'autant plus accentué que l'on déplacera le niveau zéro des ordonnées dans le but de minimiser le reliquat de $\sigma(\gamma,2n)$ en-dessous du seuil $(\gamma,2n)$.

Remarque 2 : La figure VI.2 montre l'influence de KBFT, donc de l'importance de l'évaluation du bruit de fond ambiant sur le seuil de la section efficace $\sigma(\gamma,n)$ de l'yttrium. On voit que, dans ce cas, un facteur 2 sur KBFT entraîne une différence de 4 mb dans la section efficace et une indétermination du seuil de la réaction.

Cette méthode de variation de KBFT au voisinage du seuil peut servir à déterminer exactement ce coefficient.

Remarque 3 : Puisque le déterminant du système d'équation est triangulaire, la résolution est faite de proche en proche à partir de WP, évitant ainsi les erreurs introduites par une inversion de matrice sur laquelle reposent tous les programmes de résolution d'équations des bibliothèques mathématiques des gros ordinateurs.

VI.A.2. Calcul des sections efficaces absolues . Les nombres vrais X, Y, Z et W des réactions photonucléaires de toute multiplicité, produites par le seul pic d'annihilation, pour une unité de charge Q - donc pour un nombre N_γ de photons - et à une énergie E_γ sont donc donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} X &= XP - XN \\ Y &= YP - YN \\ &\vdots \end{aligned} \qquad \text{(VI.2)}$$

De là, compte tenu de : EPAIS = épaisseur de la cible exprimée en g/cm^2, ATGR = nombre d'atomes par gramme exprimé en unité de 10^{21}, N_γ = nombre de photons incidents, exprimé en unité de 10^6, pour Q = 1 unité (correspondant à 2.10^{-9} Cb), ATT = pourcentage des photons participant réellement aux réactions nucléaires, les valeurs des sections efficaces partielles à une énergie E_γ s'expriment par :

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma,n) &= X/PHINX \quad (mb) \\ \sigma(\gamma,2n) &= Y/PHINX \quad (mb) \\ &\vdots \end{aligned} \qquad \text{(VI.3)}$$

où $PHINX = N_\gamma * EPAIS * ATGR * ATT.$ (VI.4)

Remarque 1 : Nous constatons que les formules donnant les sections efficaces absolues ne contiennent ni le diamètre de la cible, ni le diamètre du faisceau de photons ; ceci vient du fait que celui-ci est plus petit que celui-là.

En effet, si nous appelons S_γ (en cm^2) la surface du faisceau de photons toute entière contenue dans Sc, la surface de la cible, le volume de matière V intéressé par les réactions (γ,n) par exemple est :

$$V = S_\gamma \cdot \ell \qquad (\ell = \text{épaisseur de la cible en cm})$$

La probabilité $P(\gamma,n)$ de réaction (γ,n) est, pour un photon incident :

$$P(\gamma,n) = \frac{\mathcal{N}\cdot\rho\cdot V}{A}\cdot\sigma(\gamma,n)\quad\frac{1}{S_\gamma}$$

(la signification des symboles a été donnée au § II.A)

$$P(\gamma,n) = \frac{\mathcal{N}\cdot\rho\cdot S_\gamma\cdot\ell\cdot\sigma(\gamma,n)}{A\cdot S_\gamma}$$

d'où :

$$X = \frac{\mathcal{N}}{A}\cdot(\rho\cdot\ell)\cdot\sigma(\gamma,n)\cdot Nr$$

où Nr est le nombre de photons participant réellement à la réaction.

Avec nos variables FORTRAN :

$$X = ATGR * EPAIS * \sigma(\gamma,n) * N_\gamma * ATT$$

Dans le cas où l'on ne dispose que de peu de matière (isotopes) les cibles sont d'un diamètre inférieur à celui du faisceau et l'on a accès aux valeurs absolues en utilisant la courbe III.8.

Remarque 2 : Le pourcentage de photons participant réellement aux réactions nucléaires (les autres étant absorbés par des processus électroniques) est calculé à partir des tables de la référence VI.1, par la formule :

$$ATT = \frac{1 - \exp(-\sigma e * EPAIS)}{\sigma e * EPAIS}$$

où σe est la section efficace de toutes les réactions photoélectroniques exprimée en cm^2/g.

VI.A.3. Evaluation des erreurs . Les sections efficaces absolues que nous mesurons sont entachées de deux sortes d'erreurs provenant, l'une des fluctuations des comptages et des bruits de fond au moment où se déroulent les mesures, l'autre des incertitudes avec lesquelles a été déterminée la courbe de calibration $N_\gamma = f(Q,E_\gamma)$ avant l'expérience proprement dite.

La première série d'erreurs affectant la structure fine des courbes de section efficace et dépendant des *conditions expérimentales particulières* est seule portée sur les graphiques. La deuxième série déterminée *une fois pour toutes* et pour tous les corps (cf. § III.B.1) n'affectant que la valeur absolue, sans rien changer aux structures n'est pas représentée car elle est sensée être incluse dans le calibrage de l'axe des ordonnées.

Dans ce paragraphe, il ne sera question que du calcul de la première série d'erreurs qui comportera des erreurs statistiques affectant les comptages N1, N2, etc ... et des erreurs systématiques affectant les paramètres pré-déterminés (bruit de fond BFQ et efficacité du détecteur).

Pour évaluer les erreurs statistiques sur les comptages, nous nous heurtons au fait qu'actuellement ces comptages n'étant pas répétés, il est impossible d'en faire une distribution et d'en tirer un écart quadratique. Pour pallier cet inconvénient, on suppose que chaque comptage est le résultat d'une distribution poissonnienne dont la moyenne est le comptage lui-même ; ainsi, l'écart type est égal à la racine carrée de cette moyenne et l'on prend comme erreur cet écart type lui-même (ce qui veut dire qu'un nouveau comptage aurait 30 % de chance de tomber en dehors des barres d'erreurs ainsi définies).

Pour chiffrer les erreurs systématiques sur le bruit de fond et l'efficacité du détecteur, on prend des barres telles que toutes les mesures de ces paramètres effectuées au hasard des expériences tombent dans cet intervalle. Ainsi, nous adoptons : $\Delta\varepsilon/\varepsilon = 1$ % pour l'efficacité et $\Delta BFQ/BFQ = 10$ % pour le bruit de fond.

N.B. : Nous avons employé le terme "systématique" pour caractériser les erreurs sur BFQ et sur ε car il est probable que la valeur de ces paramètres est constante pour un réglage donné du dispositif expérimental, c'est-à-dire pendant tout le temps que dure la mesure de la section efficace d'un corps et qu'elle change seulement quand on refait les réglages pour une nouvelle série de mesures.

Une étude détaillée sur la contribution relative des différents termes du système VI.1 à l'erreur finale, nous a permis de prendre des expressions simplifiées des rendements pour calculer les erreurs. Ainsi par exemple, le rendement photonucléaire d'ordre "un" XP peut être mis sous la forme :

$$XP \neq \frac{1}{\varepsilon} \left[N1 - BF1 - BFT - BFQ \right] \qquad (VI.5)$$

Les erreurs étant supposées indépendantes, on utilise les formules classiques de propagation des erreurs |Réf.VI.2|. Ainsi, sur XP, nous obtenons :

$$\Delta XP = \frac{1}{\varepsilon} \left[N1 + BF1 + BFT + (\Delta BFQ)^2 + (N1 - BF1 - BFQ - BFT)^2 \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 \right]^{1/2} \qquad (VI.6)$$

L'erreur finale sur la section efficace (γ,n) s'exprimant alors par l'expression :

$$\Delta\sigma(\gamma,n) = \frac{(\Delta XP^2 + \Delta XN^2)^{1/2}}{PHINX} \qquad (VI.7)$$

puisque PHINX est considéré comme une simple constante vis-à-vis de ce calcul d'erreur.

Pour illustrer ce calcul, nous donnons dans le tableau VI.1 les erreurs auxquelles on peut s'attendre pour un corps à grande section efficace (350 mb), fait dans des conditions normales (cible de lithium de 160 mg/cm^2, nombre de charges déposées sur le capteur 20 × 2.10^{-9} Cb., temps d'expérience 24 heures) et dont nous possédons une grande quantité (épaisseur 8g/cm^2).

Tableau VI.1

Energie (MeV)	10	12	16	20	25	30	36
$\sigma(\gamma,n)$ (mb)	80 ± 5	350 ± 5	150 ± 5	40 ± 10	*	*	*
$\sigma(\gamma,2n)$ (mb)	0 ± 5	0 ± 5	150 ± 5	60 ± 5	10 ± 5	0 ± 5	0 ± 5
$\sigma(\gamma,3n)$ (mb)				0 ± 5	20 ± 5	15 ± 5	0 ± 5

Remarque 1 : Les zones marquées par un astérisque dans le tableau VI.1 sont difficilement exploitable en (γ,n) car XP et XN deviennent vraiment trop grands par rapport au paramètre (XP - XN) qui porte l'information.

Remarque 2 : Lorsque nous possédons peu de matière (cas des isotopes) nous mesurons plusieurs fois les courbes de sections efficaces partielles de façon à réduire les erreurs statistiques et à minimiser les erreurs systématiques. Ceci permet de préciser certaines structures fines de la résonance géante dont l'existence peut soulever des problèmes théoriques de tout premier plan. C'est l'obligation de répéter ces mesures qui nous a imposé l'automatisation de l'expérience (cf. chapitre V).

VI.A.4. Raffinements mathématiques . Dans notre façon de mesurer les sections efficaces photonucléaires, toute l'information conernant la forme et la structure fine de la résonance géante est contenue dans la courbe des rendements photoneutroniques XP = $f(E_\gamma)$ et YP = $f(E_\gamma)$ mesurés lors de la sélection des positons, les rendements XN, YN, ... obtenus avec les négatons ne constituant qu'un terme "constant" à soustraire et ne portant aucune information (Fig.V.1 bis). Ceci implique que XN = $f(E_\gamma)$ est une courbe monotone et que les structures avec $(dXN/dE_\gamma) < 0$ qui pourraient apparaître ne sont dues qu'aux erreurs ; il est donc intéressant, pour faire disparaître ces fausses informations, d'ajuster les points expérimentaux XN par une courbe polynomiale la plus lisse possible, eu égard aux barres d'erreur calculées par la formule VI.6. Cette façon de faire permet, outre la disparition de possibles structures parasites, de tolérer des barres d'erreur plus importantes - puisque l'on utilise la corrélation qui existe entre plusieurs points - partant des temps d'expérience plus courts pour obtenir l'ensemble de la courbe XN = $f(E_\gamma)$.

L'ajustement est fait par une suite de polynomes de Legendre dont la méthode d'utilisation ne nécessite pas d'inversion de matrice - génératrice toujours possible de parasites - puisque le calcul des coefficients se fait de proche en proche ; le seul problème - commun d'ailleurs à toutes les méthodes - étant la

détermination du plus haut degré de la suite polynomiale.

La méthode utilisée pour fixer ce degré repose, comme on va le voir, sur deux critères (celui du χ^2 et celui des "An") et si nous insistons sur ce point, somme toute assez classique, c'est qu'au-delà de la détermination du degré, il permet de jeter un regard critique sur nos résultats expérimentaux.

Rappelons brièvement les propriétés des polynomes de Legendre et la méthode d'ajustement.

Un polynome de Legendre Pn(x) représente la suite :

$$Pn(x) = a_o + a_1 x^1 + a_2 x^2 \ldots + an\, x^n$$

où Pn(x) se calcule par la formule de récurence classique :

$$(n+1)\ P_{n+1} - (2n+1)\ xP_n + n\ P_{n-1} = 0$$

Les polynomes Pn(x) étant orthogonaux, on a la relation :

$$\int_{-1}^{1} P_m(x)\ P_n(x)\ dx = 0 \qquad \text{si } m \neq n \qquad \text{(VI.8)}$$

et si l'on fait la transformation :

$$\phi_n\ (x) = \sqrt{\frac{2n\ +\ 1}{2}}\ P_n\ (x) \qquad \text{(VI.9)}$$

$\phi_n\ (x)$ représentent alors des polynomes de Legendre orthonormés liés par la relation :

$$\int_{-1}^{1} \phi_n\ (x)\ \phi_m\ (x)\ dx = \delta_{mn}$$

avec δ_{mn} = symbole de Kronecker.

Pour réaliser l'ajustement, on approche les points expérimentaux par la fonction :

$$y = A_o P_o(x) + A_1 P_1(x) + A_2 P_2(x) \ldots + A_n P_n(x)$$

on a donc, pour chaque point :

$$y_i = A_o P_o(x_i) + A_1 P_1(x_i) \ldots + A_n P_n(x_i)$$

Si on multiplie par un polynome quelconque de degré m et que l'on somme, on obtient :

$$\sum_i P_m(x_i) y_i = A_o \sum_i P_m(x_i)\, P_o(x_i) + A_1 \sum_i P_m(x_i)\, P_1(x_i) \ldots + A_n \sum_i P_m(x_i)\, P_n(x_i).$$

Si l'intervalle de variation est réduit au domaine (-1, +1), on voit que tous les termes s'annulent et qu'il reste seulement celui en m grâce à la relation (VI.8).

$$\sum_i P_m(x_i)\, y_i = A_m \sum P_m(x_i)\, P_m(x_i).$$

On calcule ainsi de proche en proche tous les coefficients A_n.

En fait, tous les calculs permettant de déterminer les coefficients des polynomes de Legendre à partir des points expérimentaux sont réalisés par des sous programmes bibliothèque, le seul problème étant, ainsi que nous l'avons déjà dit, la détermination du degré du dernier polynome (un degré trop élevé risquant de conserver des structures parasites, un degré trop faible pouvant ne pas rendre compte suffisamment bien de l'allure générale de la courbe).

La détermination de ce degré "n" se fait par deux méthodes :

- Examen de la variation de $A_n = f(n)$. Quel que soit le degré de l'expression polynomiale finale, les différents coefficients A_i sont toujours les mêmes,

ce qui veut dire que chaque nouveau polynome ajouté ne constitue qu'une légère amélioration de l'ajustement. Ainsi, la valeur absolue de A_n doit décroître et tendre vers zéro.

Sur la figure VI.3 nous avons tracé deux variations typiques de A_n en fonction de n. La courbe A montre une décroissance rapide et le choix du degré se fait facilement en se plaçant en un point où le coefficient du polynome suivant est très faible (n = 5 ou 6). Par contre, la courbe B présente une oscillation lentement amortie à partir de laquelle le choix de n est très malaisé, sinon impossible ; ceci veut dire que notre courbe XN = $f(E_\gamma)$ *ne répond pas à la définition que nous en avions donné* et que l'expérience est à revoir. La courbe A a été obtenue à partir d'un rendement photoneutronique réellement mesuré (plomb, courbe C), tandis que la courbe B est issue d'un rendement purement imaginaire comportant des structures parasites (courbe D).

- Test du χ^2. C'est un test classique, et si nous insistons, c'est simplement parce que son étude détaillée peut nous apporter, comme dans le cas précédent, des enseignements quant à la validité de nos résultats.

On sait [Réf.VI.3] que le χ^2 a pour expression :

$$\chi^2 = \frac{S}{\sigma^2} = \frac{1}{\sigma^2} \sum_{i=1}^{m} \omega_i \, (res_i)^2$$

où S est la somme pondérée des carrés des résidus (ω_i = poids) ; m est le nombre de points expérimentaux et σ l'écart type d'une observation de poids 1.

Par définition, le poids d'une fonction étant inversement proportionnel à sa variance, on a :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{m} \frac{(res_i)^2}{\sigma_i^2}$$

Le calcul principal donnant l'erreur estimée sur chaque point - que l'on va assimiler à l'écart type - va nous permettre de calculer χ^2 en fonction du degré

"n" du polynome de Legendre. Le moment d'ordre 1 de la loi du χ^2 étant égal au nombre de degré de liberté (m - n dans notre cas), la variation de $\chi^2 = f(n)$ doit se traduire par une droite. C'est bien ce que l'on observe dans la plupart des cas (Fig.VI.4), cette droite pouvant être, soit confondue avec la droite théorique (m - n), soit parallèle à cette même droite. Dans tous les cas, la détermination de la valeur de n est aisée et correspond bien à celle trouvée par le critère précédent, comme on peut s'en rendre compte sur les trois cas de la figure VI.4.

La façon dont $\chi^2 = f(n)$ tend vers sa valeur limite peut nous apporter quelques renseignements concernant la façon dont on a déterminé les barres d'erreurs ; en effet, lorsque la courbe expérimentale se confond avec la droite théorique, cela veut dire que l'écart type qui a servi à calculer le χ^2 est tout à fait réaliste et que notre estimation des erreurs est tout à fait acceptable. Par contre, quand cette courbe est systématiquement parallèle à cette droite, cela peut vouloir dire que nous avons sous-estimé nos erreurs ou qu'une erreur systématique inconnue est venue se glisser dans nos mesures et qu'un examen sérieux de nos résultats s'impose.

VI.B. EXPLOITATION DES RESULTATS

Nous ne donnerons, pour des raisons évidentes de place, qu'un seul exemple d'exploitation théorique des résultats expérimentaux.

Nous avons choisi l'ajustement de la résonance géante par des raies de Lorentz car, d'une part l'ajustement de points expérimentaux par des courbes théoriques est un problème que l'on rencontre souvent, et, d'autre part, les paramètres qu'il permet de trouver servent souvent à comparer entre eux les résultats de différents laboratoires.

Rappelons que la courbe de section efficace totale d'absorption photonucléaire peut être ajustée par 1, 2 ou 3 raies de Lorentz, suivant la forme du noyau et que, dans le cas où ce noyau est déformé, les positions en énergie des

deux raies permettent de calculer le moment quadrupolaire intrinsèque (cf.§ I.A.2).

VI.B.1. *Description de la méthode d'ajustement* . Elle permet, à partir des points expérimentaux, de trouver les 3, 6 ou 9 paramètres P_i des 1, 2 ou 3 raies de Lorentz, suivant les cas définis ci-avant. Dans toute la mesure du possible, nous avons fait une recherche "libre" des paramètres, c'est-à-dire en n'utilisant à aucun moment les relations qui lient entre elles les différentes courbes (par exemple, le rapport des surfaces ou des énergies), *pour justement essayer de retrouver les prévisions théoriques.* En outre, nous avons employé une méthode par recherche directe ne nécessitant ni inversion de matrice, ni connaissance approximative des paramètres finals, ni introduction des dérivées des fonctions. Cette méthode a fait l'objet de programmes (nom de code FILTOR) écrit pour IBM 360 en langage FORTRAN.

La fonction théorique à ajuster est :

$$\sigma(E) = \sum_i \frac{(\sigma_o)_i}{1 + \left[E^2 - (E_o^2)_i\right]^2 / \Gamma_i^2 \, E^2}$$

avec i = 1, 2 ou 3 suivant le cas.

On définit alors un paramètre d'ajustement des courbes "PAC" fonction du carré des résidus entre les points calculés et les points expérimentaux.

$$PAC = \sum_{j=JMIN}^{JMAX} \left((\sigma_{cal})_j - (\sigma_{exp})_j\right)^2 * W_j$$

où W_j représente un coefficient de pondération n'ayant que très peu d'influence sur les résultats finals (en général $W_j = 1$).

JMIN et JMAX représentent les bornes entre lesquelles va se faire l'ajustement. Elles sont indispensables car notre courbe de section efficace photonucléaire ne représente pas exactement aux basses et hautes énergies l'absorption totale nucléaire des photons. Cette limitation va dans le bon sens car elle réduit à une zone où tous les points expérimentaux ont des erreurs relatives faibles et

du même ordre de grandeur.

A partir d'un jeu de paramètres initiaux complètement arbitraires (la seule condition étant que E(JMIN) < $(E_o)_i$ < E(JMAX), on calcule une première valeur de PAC soit PAC(0), puis un des paramètres P_1 est augmenté d'une quantité Δp, ce qui donne une deuxième valeur de PAC, disons PAC(+) ; enfin, ce même paramètre est diminué de Δp, ce qui donne PAC(-). On prend alors comme nouvelle valeur du paramètre P_1 la variation qui a donné le meilleur PAC, puis on passe à un autre paramètre P_2 et ainsi de suite ... Quand tous les paramètres ont été analysés, on recommence la série P_1, P_2 ... et l'on s'arrête lorsqu'une variation de *tous les paramètres* n'apporte plus d'amélioration de PAC et leur dernière valeur est prise comme résultat de la recherche.

Pour augmenter la crédibilité de nos résultats (surtout dans les ajustements à deux raies et plus) on recommence le processus de recherche précédemment décrit pour toutes les combinaisons possibles des paramètres initiaux obtenant ainsi tout un ensemble de valeurs plus ou moins convergentes, duquel nous allons tirer après examen critique, les paramètres finals. En général, on traite ainsi 700 cas représentant 11 secondes d'I.B.M. 360/91.

Dans ce qui va suivre, nous allons examiner les cas types -dépendant de la forme du noyau - qui se sont présentés à nous lors du dépouillement des expériences photonucléaires et voir quelles sont les limites de cette méthode associées à nos barres d'erreurs expérimentales pour la détermination des grandeurs physiques du noyau prévu par le modèle collectif dynamique.

VI.B.2. Analyse suivant le type des noyaux .

VI.B.2.1. Noyaux sphériques. L'ajustement par une raie de Lorentz ne pose aucun problème : quel que soit le jeu des paramètres initiaux, les résultats finals sont toujours les mêmes et il est même inutile de faire varier les valeurs de départ (la figure VI.5 montre l'ajustement de la section efficace photonucléaire du cérium par une raie de Lorentz).

VI.B.2.2. Noyaux déformés. Selon leur type de déformation, ces noyaux peuvent être ajustés par deux ou trois raies de Lorentz. Dans le cas de trois raies, les solutions ne sont pas uniques et l'on peut obtenir n'importe quels résultats pour des valeurs de PAC sensiblement égales et des valeurs de χ^2 tout à fait compatibles avec nos barres d'erreurs. Pour s'en convaincre, il suffit de regarder les divers ajustements de la section efficace totale du terbium, représentés sur les figures VI.6-7-8-9-10 et 11, où l'on voit nettement que deux des raies se "calent" bien dans les deux bosses de la résonance géante, tandis que la troisième se place n'importe où (pouvant même être négative (Fig.VI.9) ou nulle (Fig.VI.10)). Cela revient à dire que la fonction a un degré de liberté de trop vis-à-vis des points expérimentaux et qu'il est indispensable d'introduire une contrainte (par exemple l'égalité des surfaces). Dans ce cas, les résultats sont convergents et l'on obtient des ajustements du genre de ceux montrés sur la figure VI.11, mais ils n'apportent que peu d'informations sur le plan théorique.

Par contre, dans le cas de l'ajustement des noyaux très déformés par deux raies de Lorentz, il n'y a aucune ambiguïté : tous les *résultats convergent sans qu'il soit nécessaire d'introduire de contrainte*. Cette convergence des valeurs des paramètres est montrée sur les figures VI.12 (représentant les histogrammes des positions en énergies E_1 et E_2 des deux raies) et VI.15 (représentant les histogrammes du rapport E_1/E_2) pour un noyau très déformé (l'holmium). On retrouve facilement la valeur du rapport des surfaces des deux raies prévu par le modèle théorique ($S_2/S_1 = 2,03$) et la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque ($Q_o = + 7,14 \pm 0,6$ barn) à partir du rapport E_1/E_2 (formule I.3). Cette valeur est en bon accord avec celles mesurées par d'autres méthodes.

VI.B.2.3. Noyaux faiblement déformés. Au fur et à mesure que la forme du noyau se rapproche d'une sphère, le dédoublement de la résonance géante devient moins net et disparaît presque complètement, entraînant une imprécision de plus en plus grande dans la détermination des paramètres des deux raies de Lorentz. On peut suivre sur les figures VI.13-14-15 la dégradation de la précision avec laquelle

on peut déterminer les paramètres E_1, E_2 et E_1/E_2 quand on part d'un noyau bien déformé (holmium) pour arriver à un noyau très peu déformé (rhodium) en passant par une déformation intermédiaire (iode).

La dispersion des valeurs relatives au rhodium est telle qu'il est raisonnablement impossible d'extraire un quelconque résultat de cette recherche. Nous nous retrouvons comme pour le cas à trois raies ; la fonction théorique présente un degré de liberté de trop et il faut imposer une condition. Ici, le problème est plus délicat que dans le cas précédent car la valeur du rapport des surfaces des deux raies (0,5 ou 2) est liée à la forme du noyau et il n'y a aucune raison pour favoriser plutôt un noyau allongé qu'un noyau aplati et nous touchons là aux limites de nos méthodes expérimentales et de dépouillement pour la détermination des paramètres liés au modèle collectif dynamique.

Le cas de l'iode est un peu différent car, si la bonne convergence des valeurs du rapport E_1/E_2 permettait de calculer la valeur absolue du moment quadrupolaire, l'incertitude du rapport des surfaces (tantôt > 1, tantôt < 1) ne donnait pas la possibilité de déterminer son signe, donc de définir la forme du noyau. On a pu lever cette incertitude en introduisant lors d'une nouvelle recherche avec FILTOR une contrainte supplémentaire correspondant au seul résultat valable obtenu lors de la recherche précédente, c'est-à-dire la valeur du rapport liant E_1 à E_2 ($E_1/E_2 = 0,86$).

La courbe de la figure VI.16 qui représente la variation du rapport S_2/S_1 en fonction des paramètres de départ $\left(\frac{E_1 + E_2}{2}\right)$ montre le résultat de cette seconde étude :

Quels que soient les paramètres de départ - la seule restriction étant $E_1 = 0,86\ E_2$) - le rapport des surfaces des raies (courbe a) tend vers 0,52 dans la zone de la section efficace (courbe b) où l'ajustement est correct (test du χ^2) : on peut donc conclure à un signe négatif pour le moment quadrupolaire et à une forme aplatie pour le noyau de l'iode.

Nous trouvons donc un moment quadrupolaire intrinsèque négatif

$Q_o = -2,4 \pm 0,4$ barns. Or, LINDGREN [Réf.VI.4] donne pour le moment quadrupolaire spectroscopique de ce corps $Q_s = -0,78 \pm 0,05$ barn qui, si on admet un couplage fort (OKAMOTO [Réf.VI.5]), donnera pour le moment intrinsèque Q'_o ($I_o = 5/2$) :

$$Q'_o = \frac{(I_o + 1)\ (2I_o + 3)}{I_o(2I_o - 1)}\ Q_s = -2,2 \text{ barns}$$

qui est donc en bon accord avec notre valeur de -2,4 barns tirée de la section efficace photoneutronique.

CONCLUSION

L'extraction des valeurs des sections efficaces absolues à partir des données expérimentales brutes se fait, comme nous venons de le voir, d'une manière beaucoup plus simple que par les méthodes utilisant des photons de Bremsstrahlung. Ceci permet de ne jamais perdre de vue le problème physique et de suivre la progression des erreurs, ce qui est fondamental lorsqu'on s'attache à l'étude des structures possibles.

L'ajustement par polynomes orthogonaux des courbes de rendement photonucléaires obtenues avec le spectre de photons créé par le freinage des négatons dans la cible de lithium a permis d'une part de gagner du temps machine et d'autre part de supprimer d'éventuelles structures parasites tout en donnant la possibilité à l'expérimentateur de juger par les tests qu'il impose de la crédibilité de certains de ses résultats expérimentaux.

L'ajustement des courbes de section efficace totale par des raies de Lorentz permet de retrouver certaines prédictions théoriques et donne surtout les limites des possibilités de notre appareillage, ainsi la déformation du noyau peut être mesurée à condition qu'elle ne corresponde pas à un moment quadrupolaire intrinsèque inférieur à ± 2 barns.

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VI

[VI.1] E.F. FLECHATY and J.R. TERRAL, Photon cross section 1 keV to 100 MeV, U.C.R.L. 50 400, vol. 6 (1968).

[VI.2] A. ROSENGARD, Cours de Statistique Appliquée, P.U.F./INSTN.

[VI.3] W.E. DEMING, Statistical adjustment of data, Dover Publications In. New York.

[VI.4] I. LINDGREN, K. SIEGBAHN, αβγ ray spectroscopy, North Holland (1966) 1921.

[VI.5] K. OKAMOTO, Intrinsic quadrupole moment and the resonance width of photo-nuclear reactions, Phys. Rev., 110 (1958) 143.

Influence des corrections d'empilements

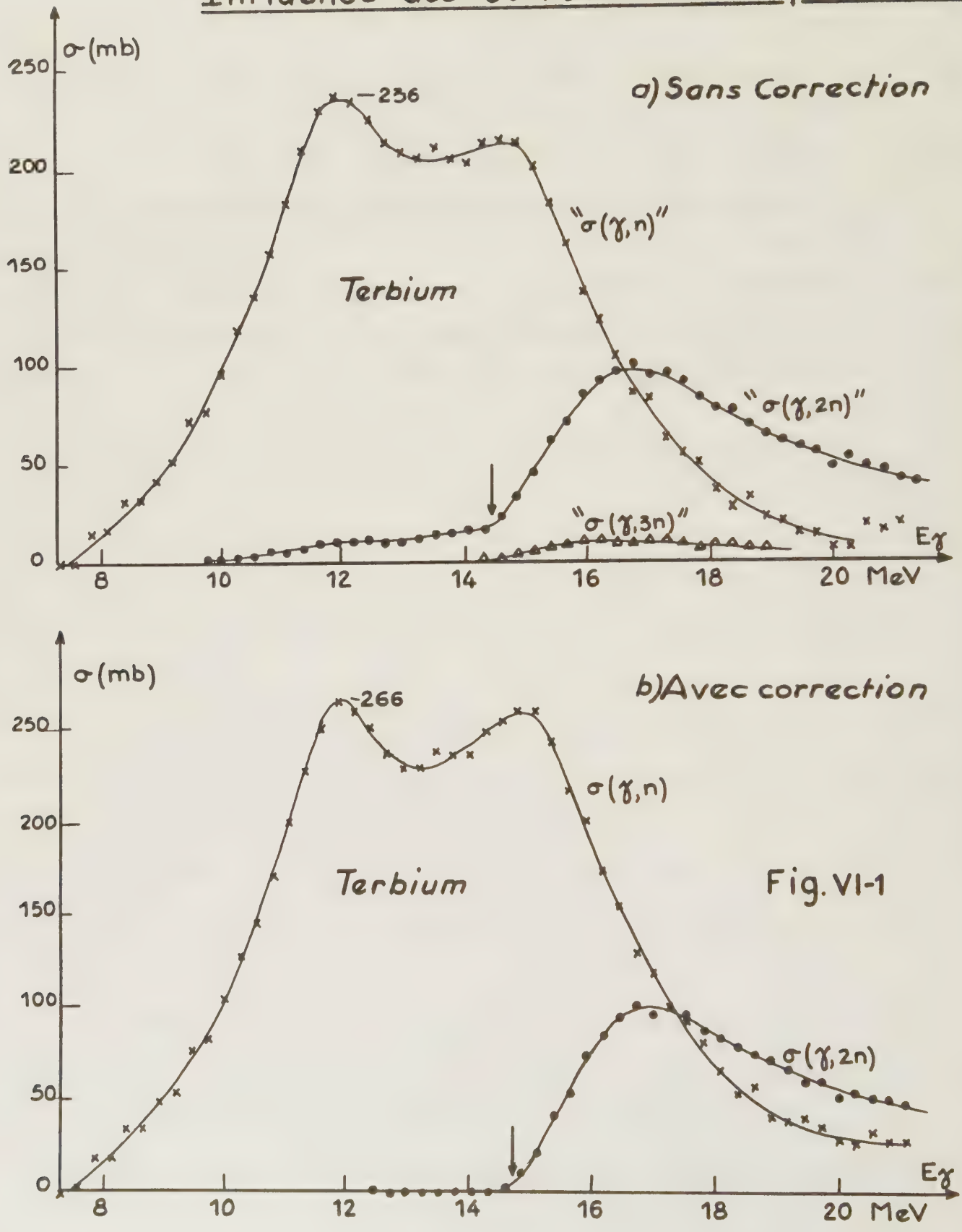


Fig. VI-1

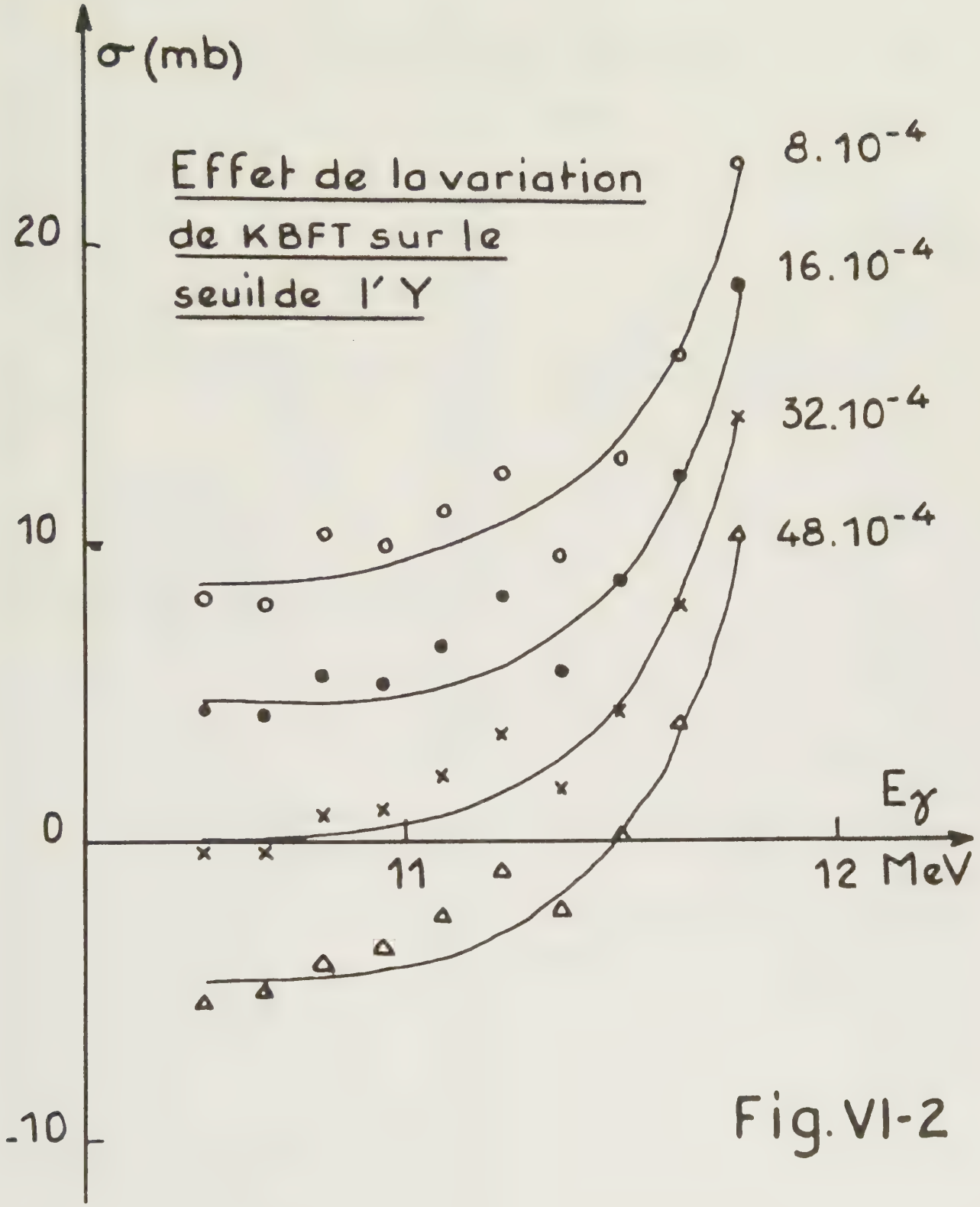

σ (mb)
Effet de la variation de KBFT sur le seuil de l'Y
8.10-4
16.10-4
32.10-4
48.10-4
20
10
0
-10
11
12 MeV
Eγ

Fig. VI-2

Polynomes d'ajustement

An=f(n).

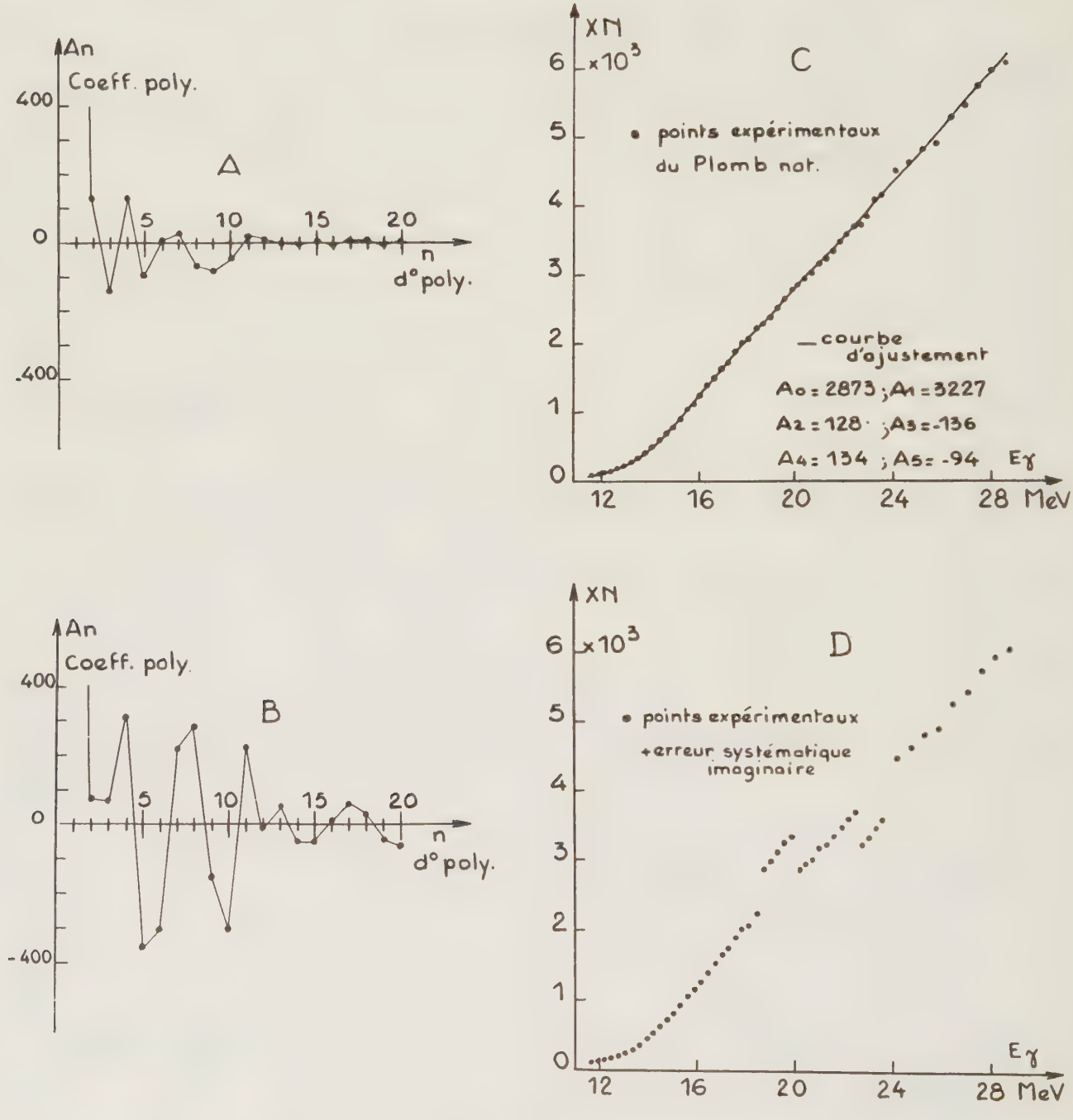


Fig. VI-3

Critères d'ajustement des courbes par poly. de Legendre

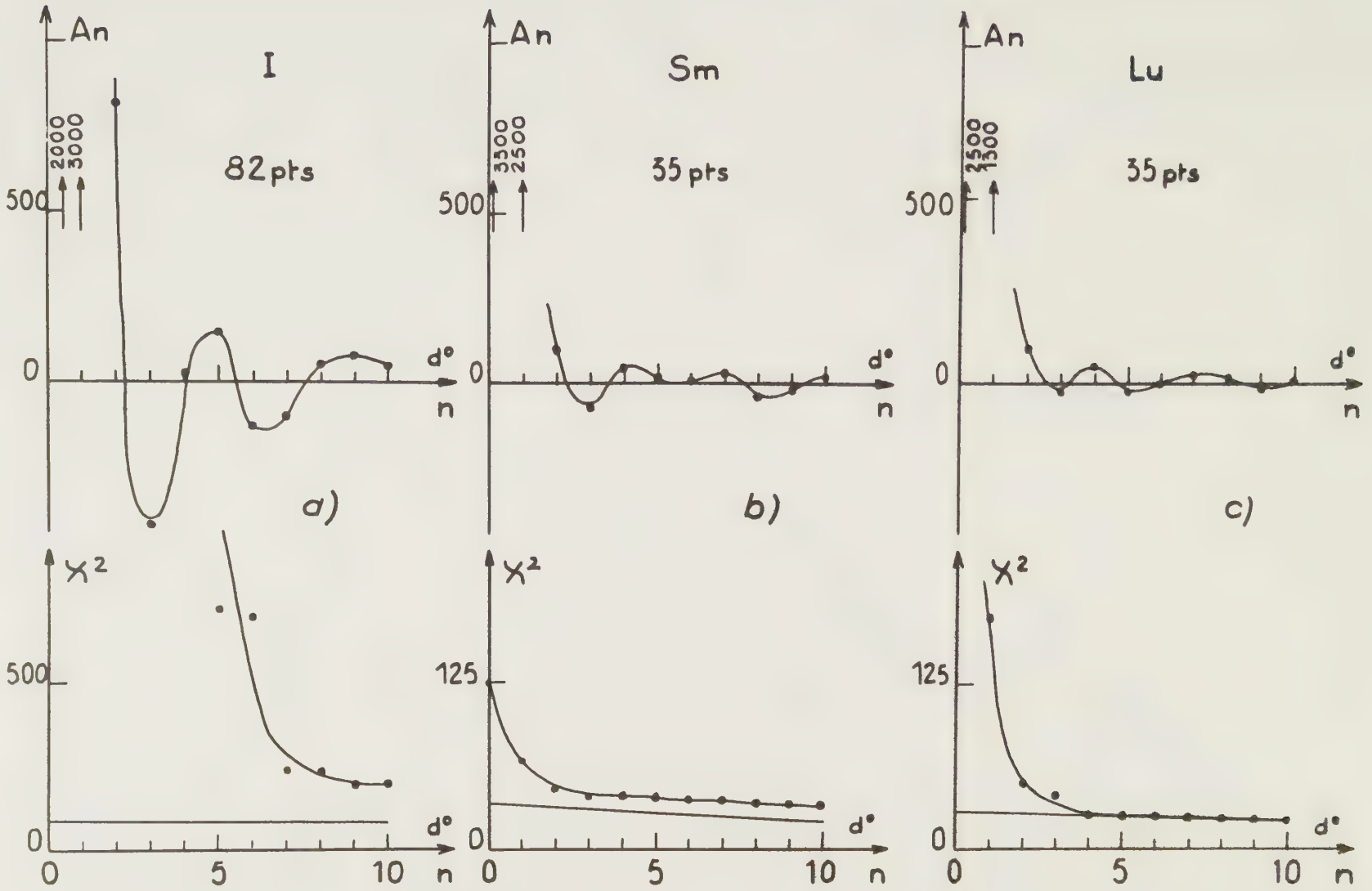


Fig. VI-4

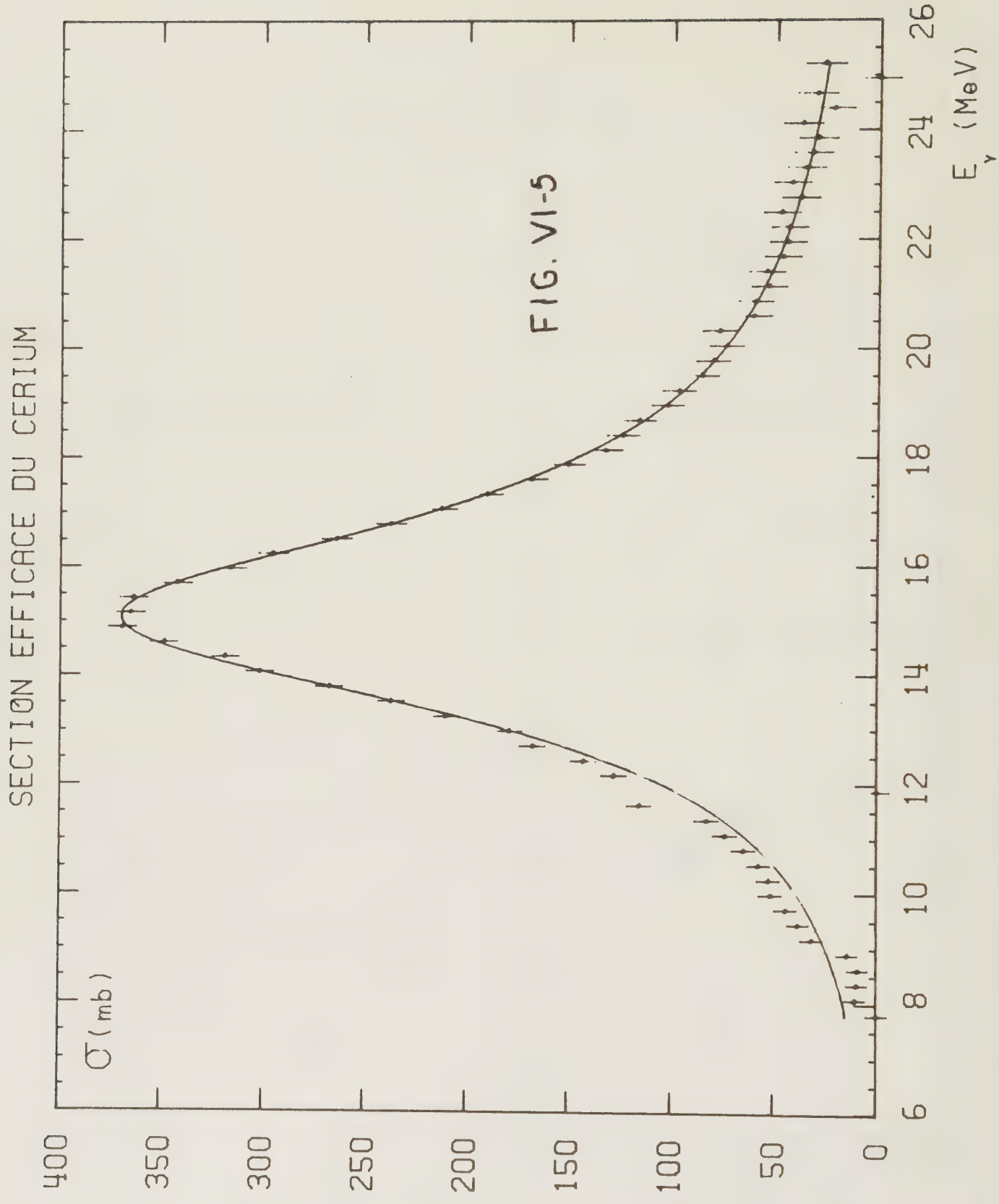

SECTION EFFICACE DU CERIUM
σ (mb)
400
350
300
250
200
150
100
50
0
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
E_γ (MeV)

FIG. VI-5

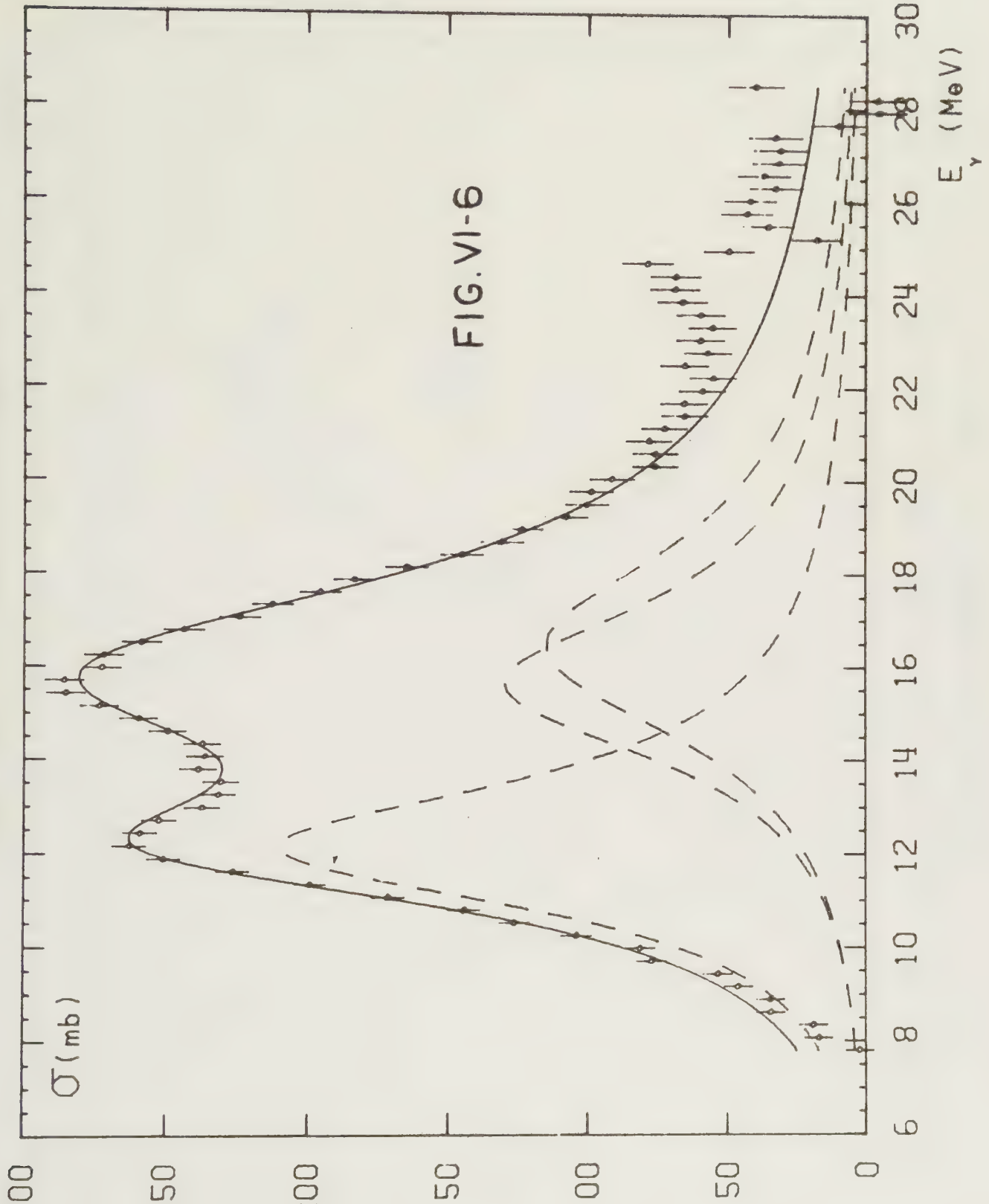

SECTION EFFICACE DU TERBIUM
σ (mb)
300
250
200
150
100
50
0
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
E γ (MeV)

FIG. VI-6

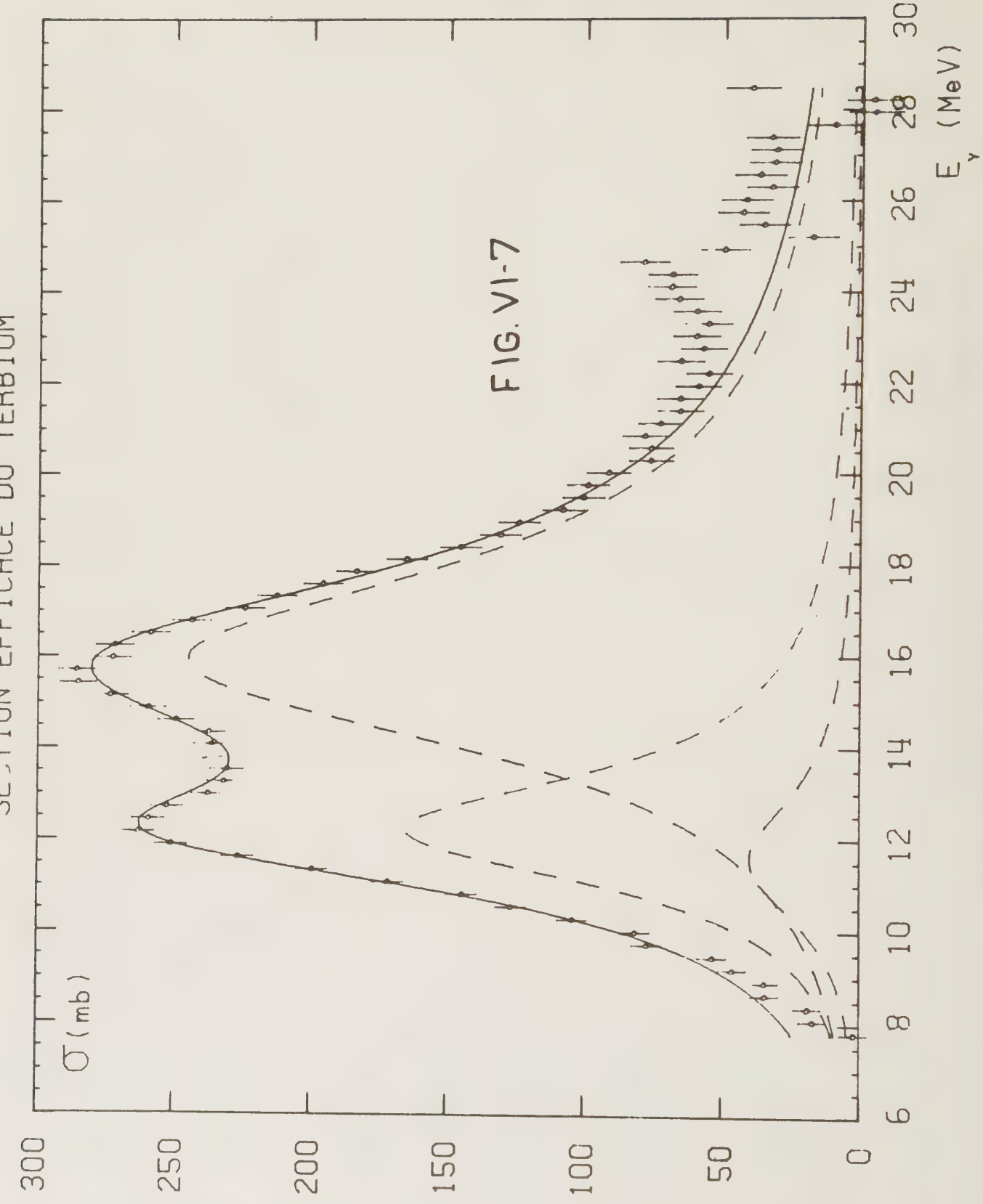

SECTION EFFICACE DU TERBIUM
σ (mb)
300
250
200
150
100
50
0
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
E_γ (MeV)

FIG. VI-7

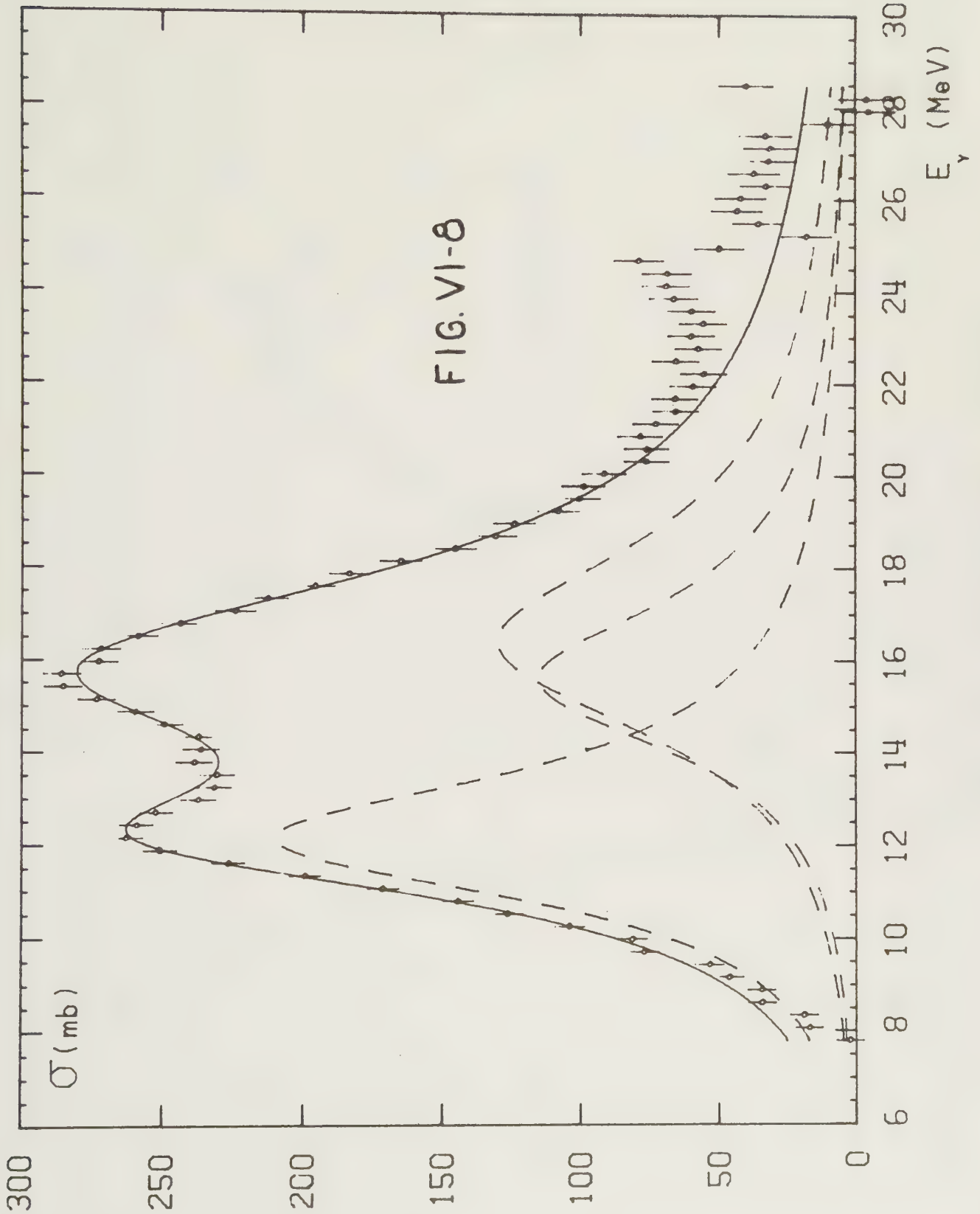

SECTION EFFICACE DU TERBIUM
σ (mb)
300
250
200
150
100
50
0
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
E_γ (MeV)

FIG. VI-8

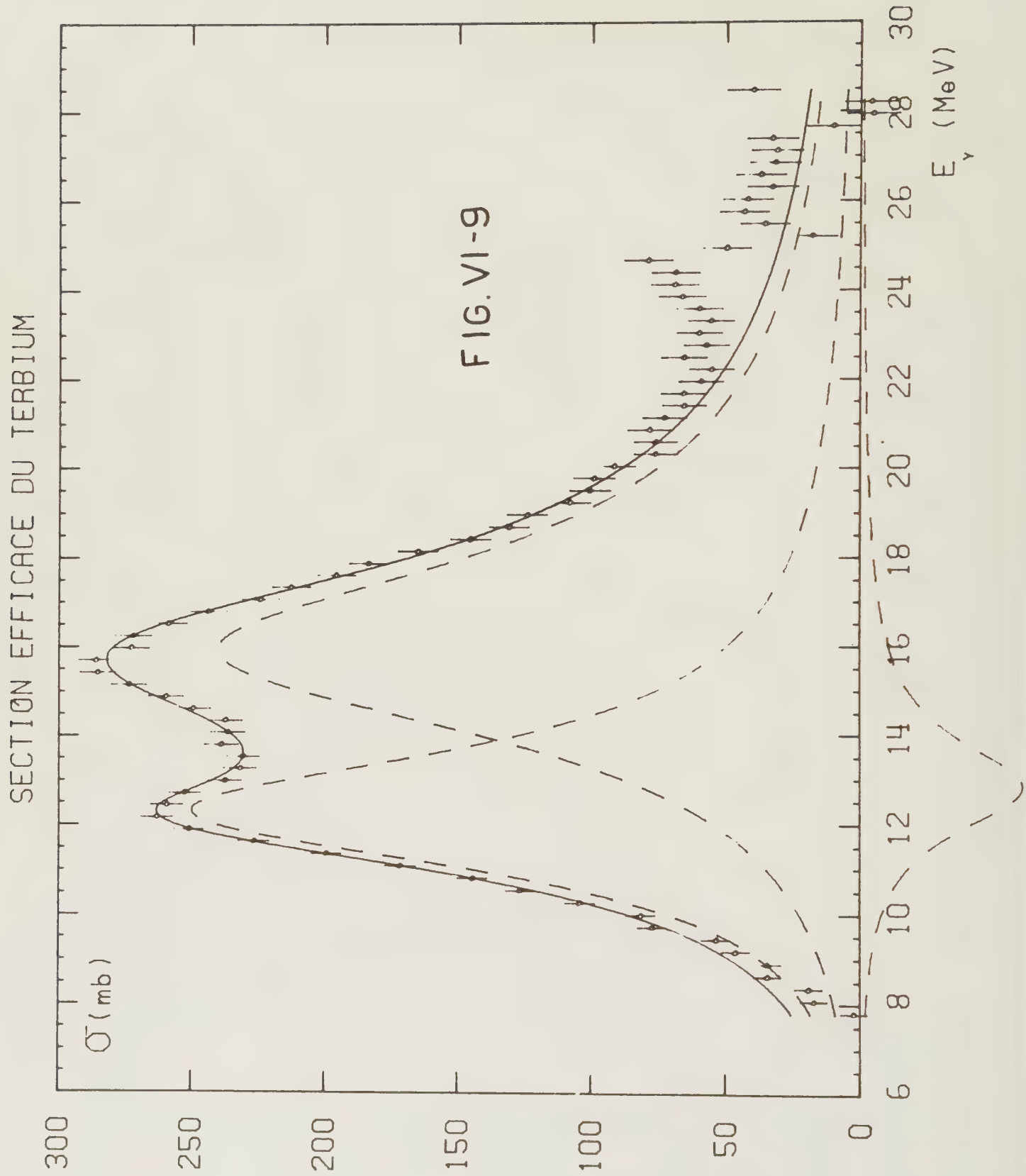

SECTION EFFICACE DU TERBIUM
σ (mb)
300
250
200
150
100
50
0
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
E_γ (MeV)

FIG. VI-9

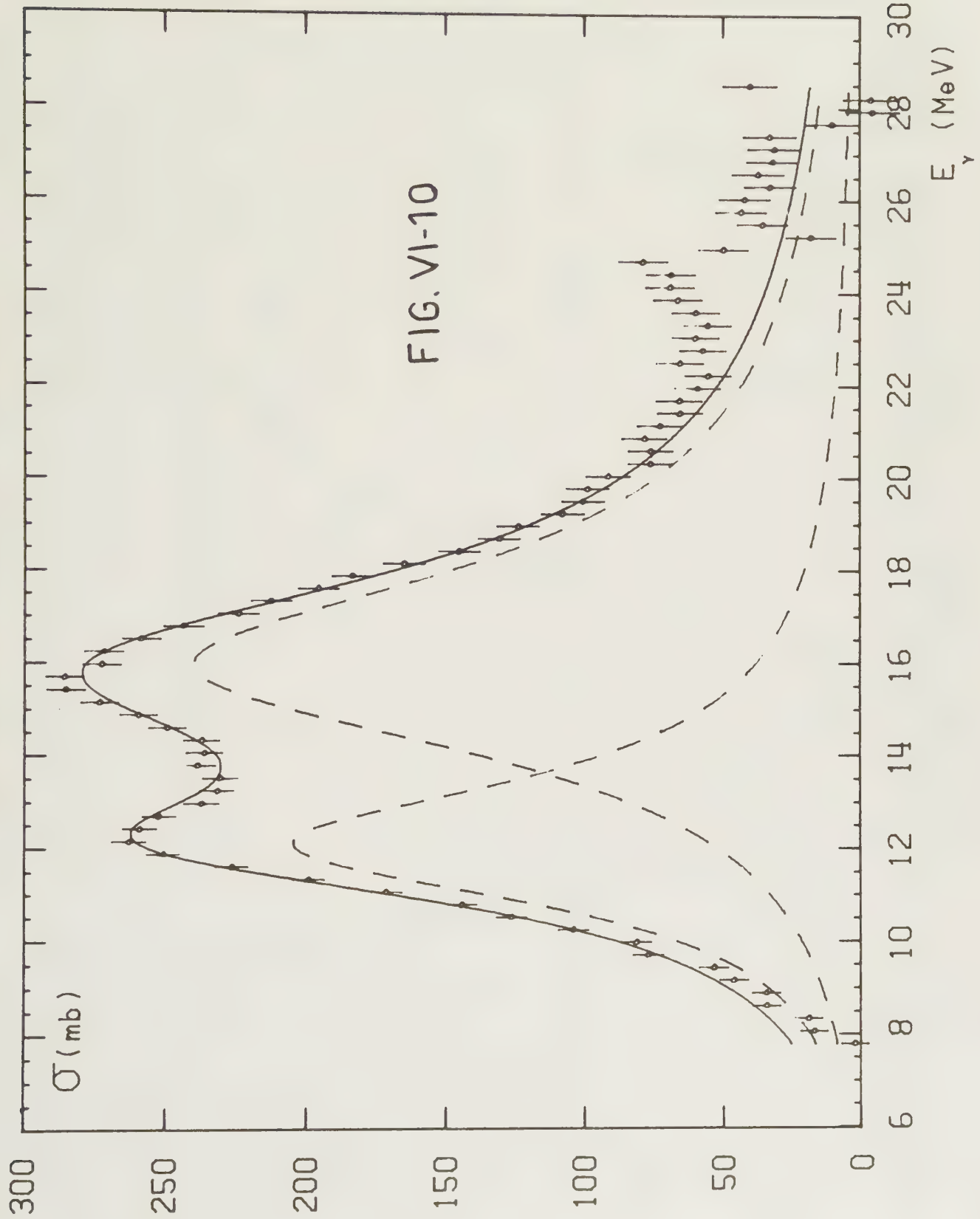

SECTION EFFICACE DU TERBIUM
σ (mb)
E_γ (MeV)
300
250
200
150
100
50
0
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30

FIG. VI-10

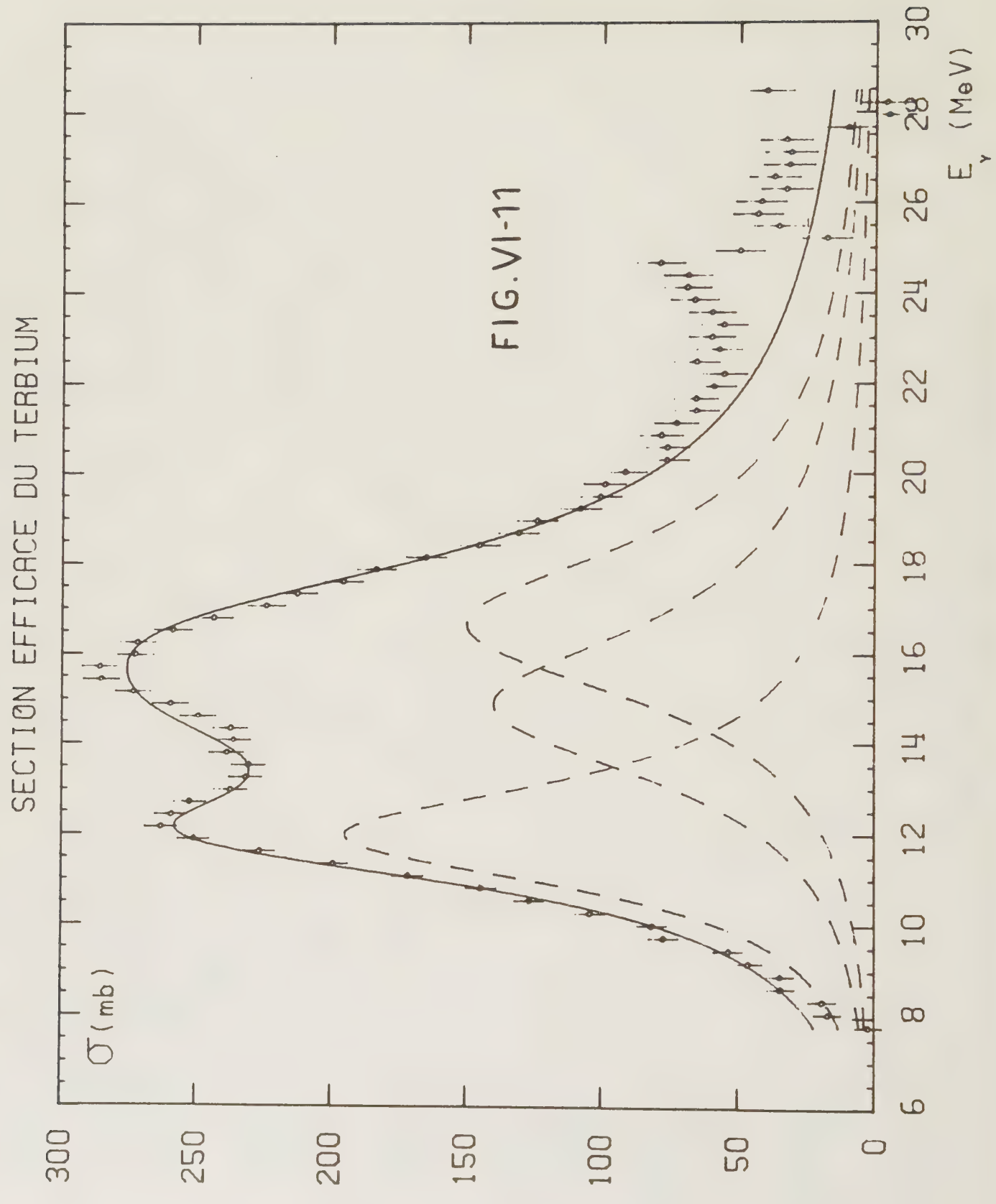
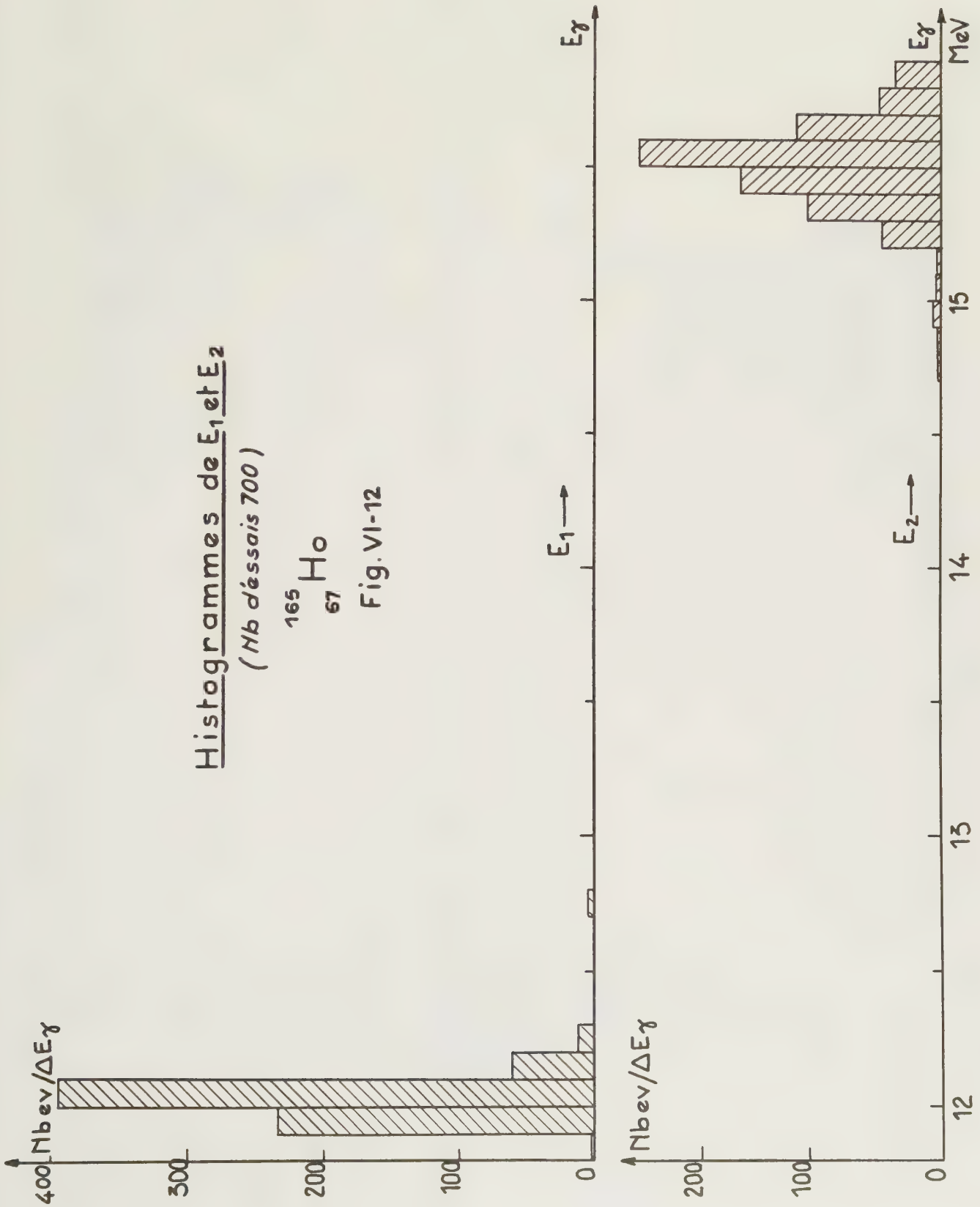

SECTION EFFICACE DU TERBIUM
σ (mb)
300
250
200
150
100
50
0
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26
28
30
E γ (MeV)

FIG.VI-11



Histogrammes de E_1 et E_2

(Nb d'essais 700)

$^{165}_{67}Ho$

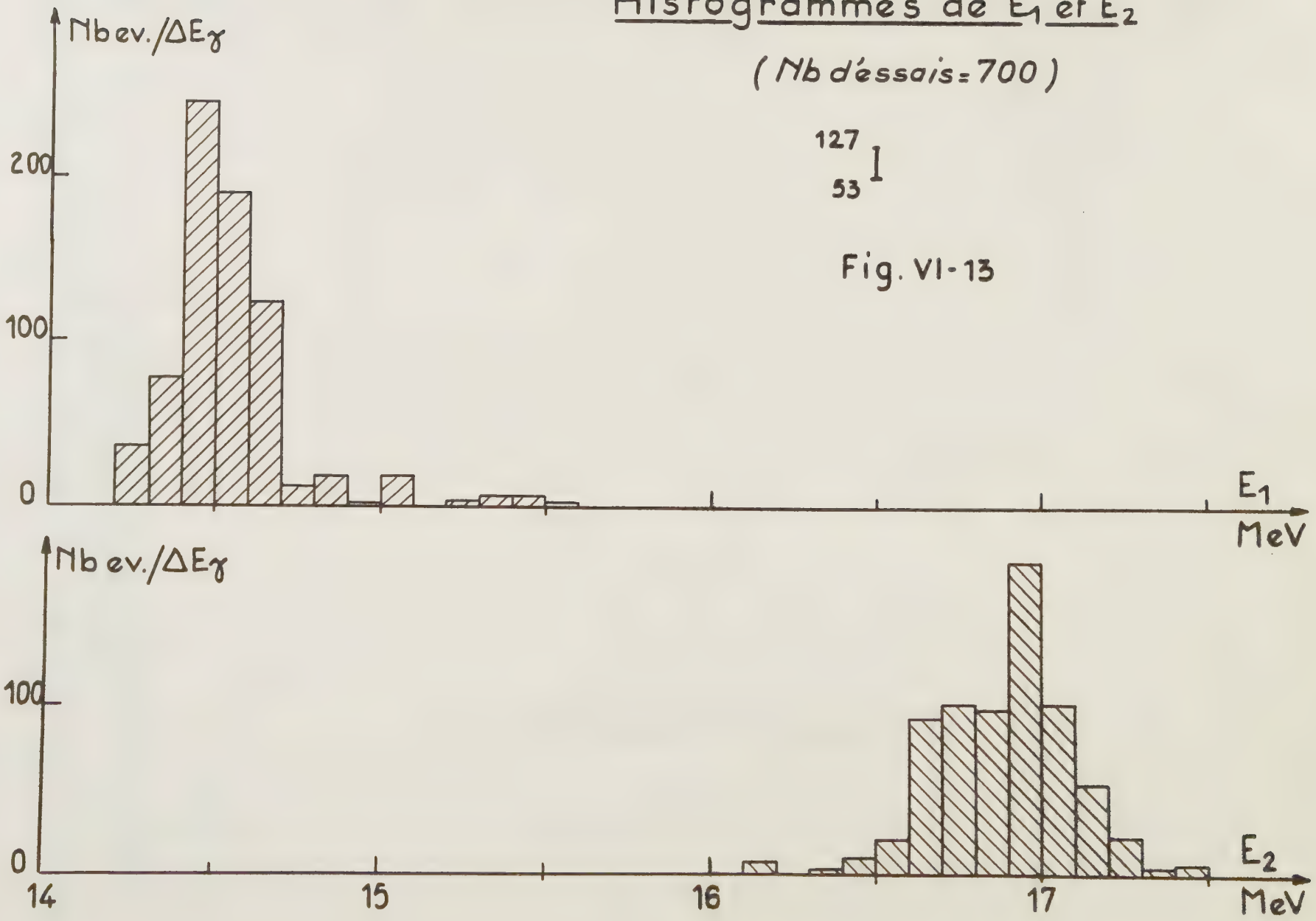
Fig. VI-12

Histogrammes de E_1 et E_2

(Nb d'essais = 700)

$^{127}_{53}I$

Fig. VI-13



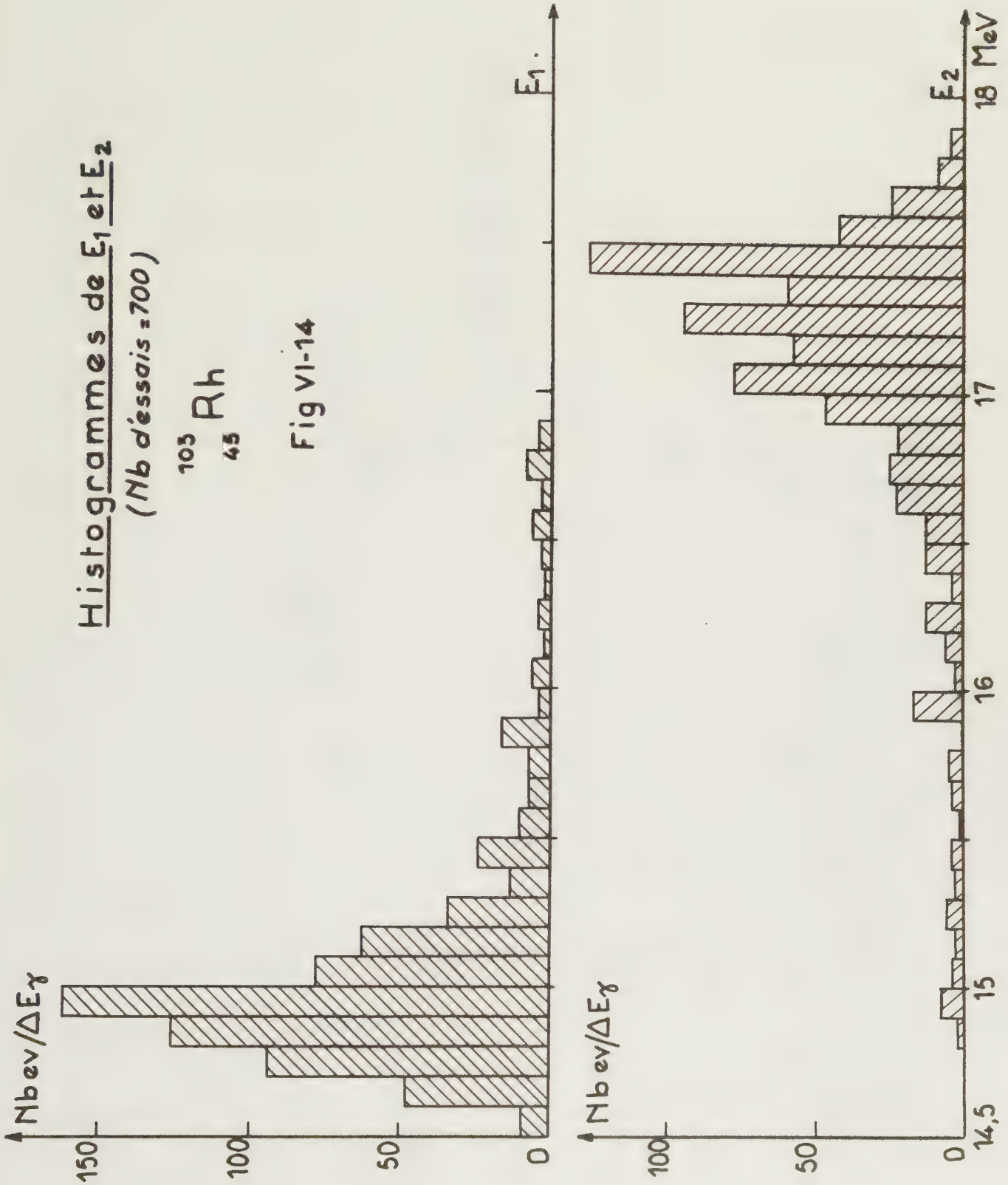

Histogrammes de E_1 et E_2
(Nb d'essais = 700)
$^{103}_{45}Rh$
Nb ev/ΔE_γ
150
100
50
0
E_1.
Nb ev/ΔE_γ
100
50
0
14,5
15
16
17
18 MeV
E_2

Fig VI-14

Histogrammes de E_1/E_2

(Nb d'essais = 700)

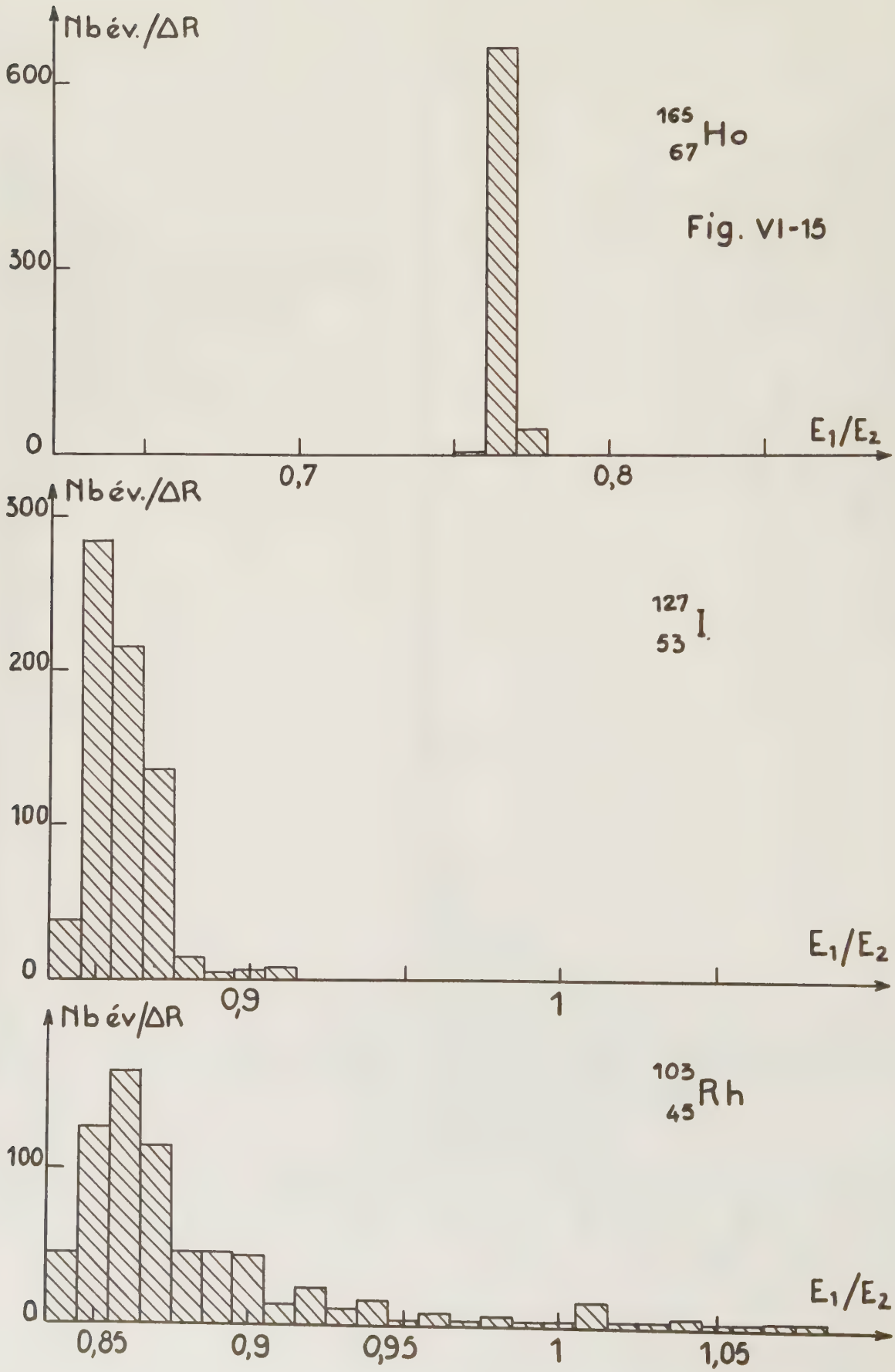


Fig. VI-15

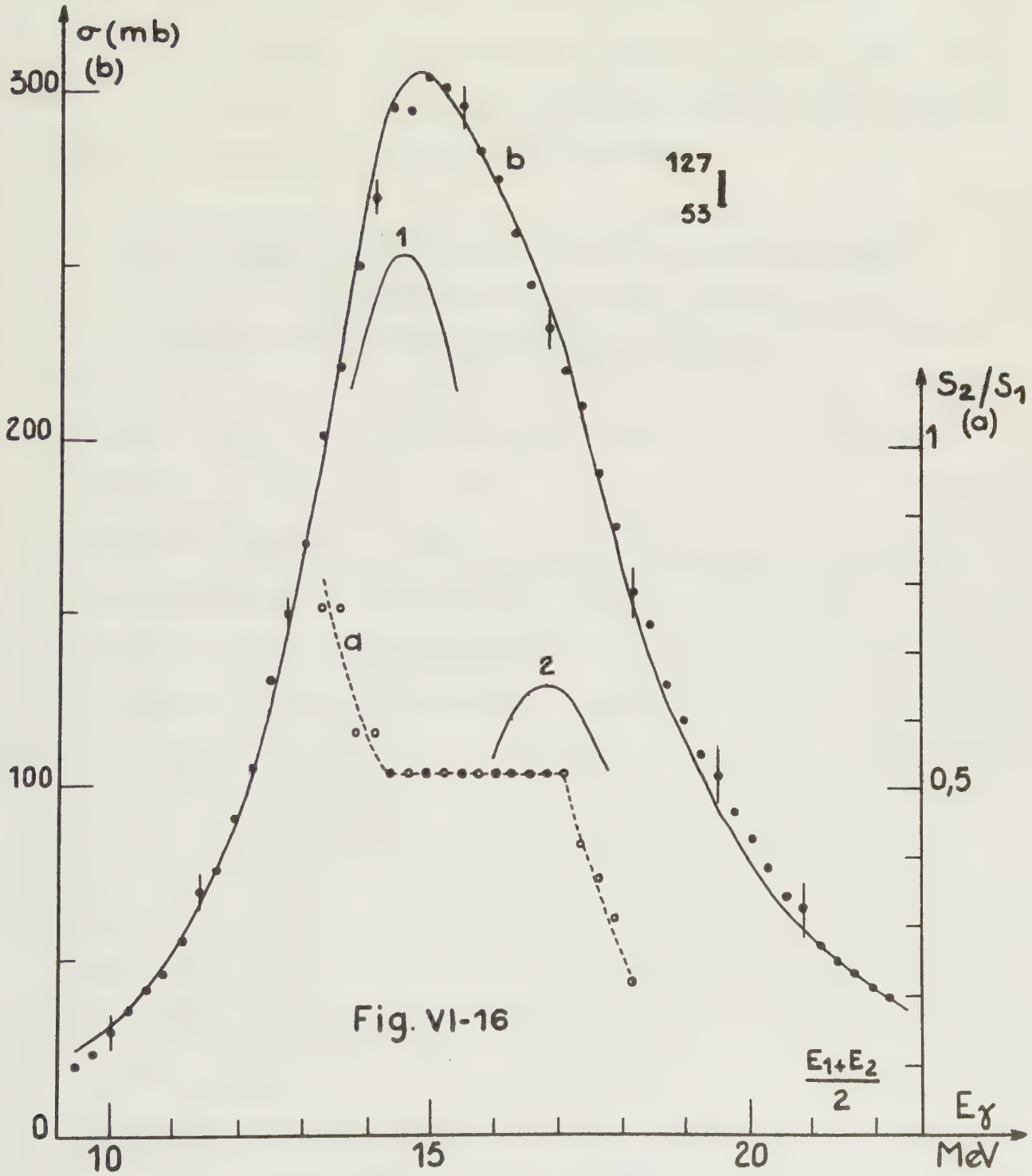


Fig. VI-16

Chapitre VII

QUELQUES CONSEQUENCES DES AMELIORATIONS TECHNIQUES SUR LES RESULTATS EXPERIMENTAUX PHOTONUCLEAIRES ET LEUR INTERPRETATION

Ce chapitre, qui constitue la conclusion du présent travail, a pour but de montrer la façon dont se répercutent, sur les résultats expérimentaux, les améliorations apportées au système de production de photons monochromatiques de Tzara et la mise en place d'un ensemble automatique de mesure des sections efficaces absolues, comprenant, entre autres choses, un détecteur à grande efficacité.

Nous ne présenterons donc pas tous les résultats obtenus, mais simplement quelques points particuliers montrant les possibilités de ce nouvel appareillage, objet de nos travaux. Ces points concernent évidemment des résultats permettant de lever, sinon complètement, du moins partiellement, les litiges qui existaient à propos des mesures photonucléaires publiées par certains laboratoires et qui ont fait l'objet des remarques du chapitre I.

Si nous généralisons notre système de mesure de sections efficaces au point de le considérer comme un ensemble possédant, d'une part un certain gain proportionnel au nombre de photons incidents et à l'efficacité du détecteur, et, d'autre part, un certain pouvoir de résolution (mise en évidence des structures fines), la théorie de l'information nous apprend que le produit de ces deux paramètres est

constant et que l'augmentation de l'un ne peut se faire qu'au détriment de l'autre. La présentation de ce chapitre s'articulera donc en vertu de cette loi et nous verrons les résultats acquis au départ avec un grand gain et une résolution médiocre (cible de lithium épaisse, grande efficacité) et à la fin avec une grande résolution et un faible gain (cible de lithium mince, faible efficacité) en passant par des valeurs intermédiaires fonction des paramètres à mettre en évidence et des conditions expérimentales.

VII.A. ETUDES A RESOLUTION MOYENNE

VII.A.1. Paramètres expérimentaux. Lorsque nous nous contentons de la mesure absolue des sections efficaces totale et partielle, avec seulement la détermination des seuils et des macrostructures d'éléments dont nous disposons en grande quantité (cas général des corps non mono-isotopiques), nous utilisons le détecteur de photoneutrons au point A de sa caractéristique de fonctionnement (Fig. IV.10). Ceci permet d'avoir une efficacité de l'ordre de 60 à 65 %, laissant encore un rendement de détection de l'ordre de 13 % pour les évènements provenant des réactions (γ,4n). Ce chiffre est à rapprocher de celui obtenu avec les anciens détecteurs constitués par des compteurs à BF_3 noyés dans la paraffine, qui ne dépassaient jamais une efficacité de 10 % pour la détection des évènements d'ordre "un", soit 0,01 % seulement pour les évènements d'ordre (γ,4n).

La résolution en énergie n'étant pas critique, nous utilisons, pour l'annihilation des positons, une cible de lithium de 160 mg/cm^2 d'épaisseur et une fente de sélection en énergie de 1 %.

En tenant compte des mesures faites sur la résolution du faisceau de photons, dont l'essentiel est résumé dans le tableau III.1 du chapitre III, la résolution ΔE s'exprime en fonction de l'énergie des positons par la formule :

$$\Delta E = \left[\left(\frac{1,65}{100} E \right)^2 + 0,07 \right]^{1/2}$$

avec E et ΔE exprimés en MeV.

Autour de 15 MeV (c'est-à-dire au voisinage du maximum de la résonance géante des corps lourds), cela donne une résolution de :

$$\Delta E(15) = 360 \text{ keV}.$$

Avec ces caractéristiques, le nombre de photons incidents sur la cible à étudier est donné par la courbe de la figure (III.7) du chapitre III et les courants de positons par les courbes de la figure (III.4) du même chapitre.

Ainsi, à 15 MeV, avec un courant moyen de l'accélérateur linéaire de 100 µA, on peut espérer obtenir un courant de positons I_{e^+} et un flux de photons N_γ de l'ordre de :

$$I_{e^+} = 2{,}2 \times 10^{-10} \text{ A}$$

$$N_\gamma = 50000 \ \gamma s^{-1}$$

Ce nombre de photons est obtenu dans un cône défini par la collimation, dont le demi-angle au sommet θ_a est :

$$\theta_a = 13{,}5 \text{ mR}$$

Pour ce type de mesure, les cibles étaient constituées généralement par des cylindres de diamètre supérieur à celui du faisceau ($\varnothing \geq 10$ cm) et d'épaisseur comprise entre 4 et 8 g/cm^2, représentant une atténuation électronique de l'ordre de 10 %. Quant au pas de variation de l'énergie des photons, il était pris égal à 270 keV, c'est-à-dire légèrement inférieur à la résolution à 15 MeV.

Avant d'examiner en détail les paramètres pouvant être tirés des sections efficaces totale et partielles, nous voudrions montrer, sur un exemple, la précision obtenue sur les valeurs absolues grâce à l'effort fait sur les moyens de

calibration des différents flux. A cet effet, nous avons résumé, dans le tableau VII.1, les valeurs des sections efficaces totales obtenues par différents laboratoires sur le plomb-208 qui, rappelons-le (paragraphe I.C.1. du chapitre 1), variaient pratiquement du simple au double. Si nous prenons le point à 13,5 MeV, c'est-à-dire au maximum de la résonance géante (point qui n'est donc pas trop influencé par des erreurs possibles en énergie), nous voyons que la moyenne des mesures réalisées dans les laboratoires extérieurs est de 644 ± 80 mb, alors que notre valeur mesurée est de 640 ± 10 mb. Ce résultat nous incite donc à penser que nos calibrations de flux sont correctes.

Tableau VII.1

Sections efficaces photoneutroniques de ^{208}Pb (mb)			
E_γ (MeV) / Auteurs, Réf.	9	10,83	13,5
R.R. HURST [VII.1]	22,6 ± 11	280 ± 31	-
J. MILLER [VII.2]	35 ± 10	200 ± 20	650 ± 25
R.R. HARVEY [VII.3]	50	130	495 ± 15
E.G. FULLER [VII.4]	-	-	610
T. TOMIMASU [VII.5]	-	170	660 ± 60
B.I. GORIACHEV [VII.6]	100	300	800
J.R. CALARCO [VII.7]	-	-	650 ± 60
Moyenne extérieure	-	-	644 ± 80
Présent travail	-	-	640 ± 10

VII.A.2. Sections efficaces partielles, raie de Lorentz, moment quadrupolaire. Pour illustrer cette partie, nous avons reporté, sur les figures VII.1-2-3-4, les résul-

tats des mesures des sections efficaces partielles et totales faites sur le noyau magique de cérium et le noyau très déformé de tantale.

La figure VII.1, qui représente les sections efficaces partielles du cérium, nous donne une idée des détails que l'on peut espérer voir avec certitude, compte tenu des barres d'erreurs et de la résolution en énergie du faisceau de photons.

Ainsi, les barres d'erreurs de l'ordre de ±5 mb sur 350 et la résolution de 360 keV sont tout à fait suffisantes pour déterminer la variation globale de la résonance géante, mais insuffisantes pour considérer le point à 11,6 MeV situé en dehors de la courbe en trait plein (qui n'est en fait qu'un guide pour les yeux) comme révélateur d'une structure fine. Néanmoins, lors de la publication, ce point a été laissé car il n'était entaché d'aucune erreur expérimentale particulière et, depuis, son existence a été confirmée quand on a repris les mesures avec une résolution plus grande.

On voit sur la même courbe que les erreurs absolues sur la section efficace $\sigma(\gamma,2n)$ sont du même ordre de grandeur que celles existant sur la courbe $\sigma(\gamma,n)$; cela provient du fait que, malgré les comptages plus faibles des évènements d'ordre "deux", il ne sont pratiquement entachés d'aucun bruit de fond, la contribution $\beta * BF\emptyset$ étant négligeable dans la plupart des cas.

La même courbe montre que les paramètres choisis permettent de mettre très nettement en évidence les seuils des deux isotopes constituant le cérium naturel (11,1 % de ^{142}Ce et 88,5 % de ^{140}Ce). Ainsi, sur la courbe $\sigma(\gamma,n)$, le seuil < 7,8 MeV correspond au seuil théorique de 7,21 MeV [Réf.VII.8] de ^{142}Ce, tandis que la cassure observée à 8,9 MeV correspond au seuil théorique à 9,03 MeV de ^{140}Ce. La contribution des deux isotopes est encore plus nette sur la courbe $\sigma(\gamma,2n)$ par suite de la grande différence en énergie des seuils $(\gamma,2n)$: la cassure à 16,6 MeV correspondant au seuil théorique de 16,54 MeV de ^{140}Ce.

Quant à la section efficace $\sigma(\gamma,3n)$, on constate sans ambiguïté sa naissance et sa croissance mais il n'est pas question d'en tirer une quelconque valeur du

seuil (γ,3n).

La figure VII.2 représente la section efficace totale de ce même corps et l'ajustement des points expérimentaux par une raie unique de Lorentz puisque ce corps est en majorité composé de l'isotope 140 magique en neutrons (N = 82).

L'exemple suivant reporté sur les figures VII.3-4 a trait au noyau très déformé de ^{181}Ta dont le nombre de neutrons (N = 108) est situé très loin des nombres magiques. Sur la première figure (VII.3), on voit très nettement, à part le dédoublement de la section efficace $\sigma(\gamma,n)$ caractéristique du noyau déformé, apparaître les sections efficaces $\sigma(\gamma,3n)$ et $\sigma(\gamma,4n)$ grâce à la grande efficacité du détecteur. Ces mesures de multiplicité élevée n'ont en réalité été faites que pour deux noyaux (Ta et Pb) car sur le plan expérimental, elles sont très longues et très difficiles à faire. En effet, les évènements d'ordre élevé sont littéralement noyés dans les évènements de multiplicité inférieure et, pour éviter de trop nombreux empilements, il est indispensable de réduire notablement le flux de photons, ce qui augmente les barres d'erreur et allonge de manière inacceptable le temps d'expérience (cf. § V.A. remarque 5).

L'information principale que l'on peut tirer de ces expériences concerne la disparition de la section efficace d'un certain ordre de quelques MeV au-dessus du seuil de la section efficace de l'ordre immédiatement inférieur (sauf pour $\sigma(\gamma,n)$) révélant ainsi que l'émission de plusieurs photoneutrons se réalise à partir d'un processus d'évaporation.

A propos de ces sections efficaces, il y a lieu de noter que, quelques MeV avant les seuils réels de ces processus, nos points expérimentaux sont très proches de zéro et distribués alternativement de part et d'autre de l'axe des abscisses, ce qui est le signe d'une bonne correction des empilements de tous ordres (cf. § VI.A.1 et figure VI.1).

Enfin, la figure VII.4 représentant la section efficace totale de ^{181}Ta montre que celle-ci peut être ajustée sans ambiguïté par deux raies de Lorentz dont les paramètres sont :

E_1 = 12,35 MeV ; E_2 = 15,30 MeV

Γ_1 = 2,57 MeV ; Γ_2 = 4,47 MeV

σ_1 = 270 mb ; σ_2 = 330 mb

A partir de ces valeurs et à l'aide des formules du paragraphe I.A.2, on peut calculer plusieurs paramètres caractérisant la forme du noyau.

Puisque $\sigma_2\Gamma_2/\sigma_1\Gamma_1 \neq 2$ et $E_2 > E_1$, on a affaire à un noyau ayant la forme d'un ellipsoïde de révolution allongé sur son axe de révolution, dont on peut calculer le rapport b/a des axes, le paramètre de déformation β et le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o.

Pour le tantale, en identifiant E_a à E_2 et E_b à E_1 on obtient :

$$\frac{b}{a} = 1,25 \; ; \; \beta = 0,235 \; ; \; Q_o = +6,75 \text{ barns.}$$

Si l'on prend une précision en énergie de ±100 keV pour la détermination de E_a et de E_b, on arrive aux erreurs suivantes sur les paramètres précédents :

$$\Delta\beta = \begin{matrix} -0,02 \\ +0,03 \end{matrix} \; ; \; \Delta Q_o = \begin{matrix} -0,4 \\ +0,6 \end{matrix}$$

En outre, il y a lieu de remarquer que la précision de Q_o est liée à la précision avec laquelle on connaît R_o, le rayon nucléaire ; or, cette valeur varie de 1,2 à 1,25 fermi selon les mesures, ce qui se traduit par une variation supplémentaire de près de 10 % sur la valeur de Q_o.

Lors de la discussion sur l'ajustement des sections efficaces par des raies de Lorentz (cf. § VI.B.2), nous avons vu que nos méthodes expérimentales et de dépouillement nous permettaient de mesurer des moments quadrupolaires égaux ou supérieurs à 2 barns avec leur signe. Pour illustrer ce genre de mesure, nous avons réuni, sur la figure VII.5, les résultats obtenus sur six corps dont les moments quadrupolaires varient de -2 barns à +8 barns, pour montrer la variation de l'allure de la résonance géante en fonction de la forme du noyau. Ainsi, nous passons suc-

cessivement par :

iode	: noyau déformé aplati	Q_o = -2,4 barns	β = 0,17
lanthane	: noyau sphérique	Q_o = 0 barn	
or	: noyau faiblement allongé	Q_o = 2,5 barns	β = 0,08
samarium	: noyau allongé	Q_o = 4,5 barns	β = 0,22
tantale	: noyau allongé	Q_o = 6,75 barns	β = 0,24
terbium	: noyau allongé	Q_o = 8 barns	β = 0,32

VII.A.3. Règle de somme . Nous avons vu, au chapitre I, qu'il existait de sérieuses différences sur la valeur des règles de somme mesurées avant 1964 par les laboratoires de Livermore et du N.B.S. Ces différences apparaissaient très nettement sur la figure (I.8) où l'on pouvait voir, pour les noyaux A > 100, soit un dépassement de 45 % de la valeur théorique, soit une égalité avec elle. Nous avons reporté, sur la figure (VII.6) nos mesures et les moyennes de ces deux laboratoires ; nous voyons que nous nous situons entre les deux, plus près cependant du laboratoire de Livermore qui utilise, lui aussi, des photons monochromatiques. Il y a d'ailleurs lieu de remarquer que, depuis 1968, les résultats du N.B.S. et de Livermore ont été repris et que les nouvelles valeurs publiées sont beaucoup plus proches de notre moyenne de 1,1. Ainsi, toujours sur la figure VII.6, nous avons porté les nouvelles valeurs obtenues à Livermore (petits triangles) ; ces valeurs tombent exactement parmi nos points expérimentaux et, qui mieux est, donnent la même valeur moyenne de 1,1. Quant au N.B.S., il a recommandé de multiplier toutes les valeurs des sections efficaces absolues publiées par le facteur 0,866, ce qui ramène leur moyenne à 1,25, valeur beaucoup plus proche de la nôtre et de celle de Livermore.

Au sujet de la règle de somme, il y a lieu de remarquer que la formule théorique (I.6) représente l'intégrale de $\sigma(E)\,dE$ de *tous* les modes dipolaires électriques ; or, lorsqu'on calcule la surface de la résonance géante jusqu'à 26 ou 30 MeV, on ne prend en compte que l'oscillation dipolaire du mode le plus bas qui ne représente en fait, dans le modèle hydrodynamique, que 86 % de la règle de

somme totale. Il y a donc lieu, pour obtenir le véritable paramètre de force d'échange α, d'ajouter 14 % à la valeur expérimentale trouvée. Ainsi, dans notre cas $\alpha = 0{,}25$.

VII.A.4. Competition (γ,n)/(γ,2n). Cette controverse exposée dans le paragraphe I.C.4 du chapitre I portait sur la retombée de la résonance géante du noyau d'holmium mesurée simultanément par les laboratoires de Livermore [Réf.VII.18] et de Saclay [Réf.VII.19] utilisant tous deux des photons monochromatiques. Pour le premier laboratoire, la section efficace (γ,n) revenait très rapidement à zéro, dénotant un comportement purement statistique du noyau tandis que, pour le second, la section efficace traînait bien au-delà du seuil (γ,2n), impliquant une émission de neutrons par effet "direct".

Les mesures reprises par nous sur l'holmium (Fig. VII.7) confirment les précédents résultats trouvés par le groupe de Tzara à Saclay, bien qu'utilisant un détecteur complètement différent du nôtre (compteurs à BF_3 noyés dans la paraffine, d'efficacité = 8 %).

A partir des résultats de la figure (VII.7) qui représente les sections efficaces partielles de l'holmium, nous pouvons calculer le pourcentage de neutrons émis par effet direct à partir des formules donnant la multiplicité (formule I.11) :

$$M = \frac{\sigma(\gamma,n) + 2\sigma(\gamma,2n)}{\sigma(\gamma,n) + \sigma(\gamma,2n)} = 1 + (1 - x_d)\left[1 - \left(1 + \frac{k}{\Theta}\right)\exp\left(-\frac{k}{\Theta}\right)\right] \qquad \text{(VII.1)}$$

où : x_d = pourcentage de la section efficace totale qui donne lieu à l'émission de neutrons directs $x_d = \frac{\sigma_d}{\sigma_t}$;

Θ = température nucléaire du noyau résiduel après évaporation d'un neutron ;

k = excès d'énergie au-dessus du seuil (γ,2n).

Si l'on se place assez loin du seuil (γ,2n), c'est-à-dire pour k/Θ grand, M tend vers sa forme asymptotique M_a telle que :

$$M_a = 2 - x_d. \qquad \text{(VII.2)}$$

Dans le cas de Livermore $x_d = 0$, $M_a = 2$; tous les neutrons sont émis par un processus d'évaporation par la voie 2n.

Dans notre cas, on peut tracer, à partir des valeurs des sections efficaces partielles, la valeur de M en fonction de l'énergie des photons incidents et ainsi estimer la valeur de M_a. Le résultat d'un tel traçage est montré figure (VII.8) et l'on voit très nettement que M tend vers une valeur asymptotique $M_a = 1,71 \pm 0,05$. La formule VII.2 nous donne alors :

$$x_d = 0,29 \pm 0,05.$$

On peut encore exprimer cet effet par le taux n_d de neutrons émis par effet direct :

$$n_d = \frac{x_d}{2 - x_d} = 18\%$$

Pour l'holmium, ce chiffre est en accord avec ceux déjà obtenus par Tzara [Réf.VII.19]. En outre, il est en accord avec les expériences faites au MIT avec des photons de 14 MeV [Réf.VII.20-21] portant sur l'analyse de la composante non maxwellienne dans les spectres en énergie des photoneutrons.

Il faut d'ailleurs remarquer que cette différence dans le comportement des sections efficaces partielles mesurées à Livermore et à Saclay (au début par Tzara aujourd'hui par nous) ne se limite pas au cas de l'holmium, mais s'étend à tous les noyaux étudiés par ces laboratoires, ce qui pourrait faire penser à une erreur systématique entachant, soit les mesures, soit les dépouillements d'un des deux groupes.

VII.B. ETUDE A RESOLUTION OPTIMALE

VII.B.1. Paramètres expérimentaux . Si, pour les précédentes expériences, la résolution en énergie du faisceau de photons était un paramètre secondaire, il en va tout autrement lorsque l'on se propose de mettre en évidence des structures. Nous avons vu au chapitre III que, pour améliorer la résolution, il suffisait de réduire

d'une part l'épaisseur de la cible de lithium (on diminue les pertes par collision) et, d'autre part, la fente de sélection en énergie des positons. Malheureusement, ces deux modifications entraînent une perte importante de photons et il faut choisir un compromis entre la résolution et le nombre de rayons gamma de façon à ne pas trop augmenter les barres d'erreurs statistiques. On a intérêt aussi à ne pas trop bouleverser les paramètres expérimentaux car les étalonnages sont longs et délicats. Aussi avons-nous simplement changé l'épaisseur de la cible de lithium (60 mg/cm^2 au lieu de 160), ce qui donne une résolution de :

$$\Delta E = \left[\left(\frac{1,65}{100} E \right)^2 + \left(\frac{1}{10} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

A 8 MeV, on a : ΔE = 160 keV.

Le pas de variation en énergie des photons a été pris égal à 135 keV.

L'efficacité du détecteur a été fixée suivant les cas à 40 ou à 60 % selon les quantités de matériau disponible pour faire les cibles, et les taux de bruit de fond. De toutes façons, la détermination expérimentale des structures fines a toujours fait l'objet de plusieurs mesures pour apporter un maximum de crédibilité à leur existence.

Pour illustrer ce type d'expérience, nous avons reporté, sur la figure (VII.9) les résultats obtenus sur ^{208}Pb. On voit très nettement se dessiner, sur la section efficace totale, des petits pics à 7,6; 8; 8,3; 9,9; 11,2 et 11,8 MeV, la largeur estimée du pic à 9,9 MeV étant de l'ordre de 500 keV et l'espacement des pics, supérieur à 300 keV sont tout à fait compatibles avec notre résolution.

Cette succession de pics au début de la résonance géante de ^{208}Pb était quelque chose de tout à fait nouveau car les premières expériences faites, aussi bien en Bremsstrahlung qu'en photons monochromatiques, montraient qu'en première approximation, la section efficace totale de ce corps pouvait être ajustée par une raie de Lorentz comportant une ou au plus deux petites structures : ainsi R.R. HARVEY et al [Réf.VII.3] trouvaient un pic à 11,5 MeV tandis que FULLER et al

[Réf.VII.4] en trouvaient deux à 9,2 et à 12 MeV. Pour sa part, TOMIMASU [Réf.VII.5] mesurait un pic à 11 MeV sans trouver ceux à 9,2 et à 12 et GORIACHEV et al [Réf.VII.6] mesuraient deux structures à 9 et à 11 MeV, mais personne ne mettait en évidence - à cause certainement de la faible section efficace - les trois premiers petits pics.

Si ces structures ne purent pas être expliquées de manière satisfaisante par la théorie, on a pu confirmer leur existence par des expériences parallèles, portant sur la détermination du spectre en énergie des photoneutrons émis lorsque la cible de ^{208}Pb est bombardée avec un spectre de Bremsstrahlung se terminant juste au-dessus du seuil BN de la réaction (γ,n) (BERTOZZI et al [Réf.VII.9], BOWMAN et al [Réf.VII.10]). En effet, en utilisant les résultats de Bertozzi obtenus entre BN et BN + 350 keV et ceux de Bowman intéressant la région BN + 250 keV - BN + 1,6 MeV et en les convolant par la fonction de résolution de notre spectre en énergie de photons, on retrouve les trois premiers pics à peu près aux mêmes énergies (Fig.VII.10). Ceci pourrait indiquer que notre résolution ΔE_γ = 160 keV était apte à mettre en évidence des états-corridors (doorway-states).

VII.B.2. *Structures du praséodyme* . Nous avons vu, au chapitre I (§ I.C.3), les contradictions existant entre les résultats des mesures de la section efficace photoneutronique du praséodyme des différents laboratoires. Ces contradictions se résument d'ailleurs à une controverse entre les laboratoires utilisant des photons monochromatiques et ceux utilisant le Bremsstrahlung : ceux-ci trouvant des structures, ceux-là obtenant une courbe quasi-lisse.

Avant nous, le laboratoire de la Gulf General Atomic à San Diego [Réf.VII.11] utilisant des photons monochromatiques, essaya de retrouver les structures qui, si elles existaient, devaient - compte tenu des barres d'erreurs et de la résolution - apparaître très nettement ; or, il n'en fut rien ; la courbe ne révélait aucune structure.

Le problème étant d'importance, nous avons -avec les paramètres qui nous ont servi pour ^{208}Pb - entrepris une recherche systématique de ces structures en

répétant plusieurs fois les mesures de façon à diminuer au maximum les barres d'erreurs. Le résultat moyen de ces mesures est reporté sur la figure (VII.11) où nous avons aussi fait figurer les anciens résultats contradictoires et, compte tenu des barres d'erreurs (±0,7 mb), il apparait une certaine modulation qui ne peut pas être prise en compte par un ajustement avec une seule raie de Lorentz.

Les trois pics observés à 15,4; 16,1 et 16,8 par CANNINGTON et al [Réf.VII.12] correspondent à peu près aux trois pics d'amplitude beaucoup plus faible que l'on peut observer sur notre courbe à 15,2; 15,9 et 16,6 MeV. Par contre, une correspondance est plus difficile à observer entre nos résultats et ceux de COOK [Réf. VII.13].

En plus, les résultats de Cannington et les nôtres marquent une certaine similitude quant à la brusque variation de pente de la section efficace aux environs de 11,9 MeV : similitude d'ailleurs à peu près totale si l'on ne considère que la région comprise entre le seuil (γ,n) et 13 MeV, précisément là où la matrice carrée $P(E,E_o)$ qui doit être inversée pour parvenir au résultat final, a des diminutions relativement faibles. En conclusion, on peut dire que la résonance géante du praséodyme présente certainement des structures fines mais pas avec les amplitudes trouvées par les physiciens utilisant comme source de photons celle provenant du Bremsstrahlung.

Le problème des structures dans le praséodyme se prolonge par le fait que Cannington (cf. § I.C.3), pour les expliquer faisait appel au modèle collectif dynamique et introduisait pour ses calculs les paramètres à basse énergie de ^{146}Nd, ceux de ^{141}Pr n'étant pas connus. Cela peut paraître étrange puisque les noyaux les plus voisins de ^{141}Pr sont ^{140}Ce et ^{142}Nd, et laisse suggérer un comportement très différent des noyaux à N = 82. Nous avons donc entrepris une étude systématique de ces noyaux (Ba, La, Ce, Pr et Nd naturel) pour voir s'il existait une quelconque différence de comportement. Les résultats de ces mesures, reportés sur la figure (VII.12), montrent que l'allure générale de la résonance géante est

tout à fait semblable pour tous ces noyaux et que, en particulier, les structures situées aux sommets des sections efficaces totales se ressemblent beaucoup. Il est à noter d'ailleurs que l'espacement de ces structures (500 keV) est trop faible pour caractériser les états collectifs intermédiaires prédits par le modèle collectif dynamique (1 à 2 MeV).

VII.B.3. Isotopes du néodyme . Dans le paragraphe I.C.3, nous avions abordé le problème des structures pouvant apparaître accidentellement lors du dépouillement des mesures faites avec des photons provenant du rayonnement de freinage et nous avions donné comme exemple les résultats obtenus par O.V. VASSILIJEV et al [Réf. VII.14] sur les néodymes-148 et 150. Ces auteurs trouvaient, rappelons-le, une structure sur la montée de la résonance géante du ^{148}Nd interprétée comme une pré-existence, dans ce noyau, de l'état correspondant à l'oscillation dipolaire le long du grand axe du noyau très déformé de ^{150}Nd, en accord avec la théorie de la transition de phase de SEMENKO et al [Réf.VII.2].

Nous avons repris ces mesures en gardant la même résolution en énergie du faisceau de photons (160 keV à 8 MeV) mais, malheureusement, en utilisant le détecteur de photoneutrons au point B de sa caractéristique de fonctionnement (Fig. IV.10) car les matériaux disponibles pour faire les cibles de néodyme n'étaient disponibles qu'en très petites quantités (isotope de 20 à 100 g). Cette utilisation ne donnait qu'une efficacité de détection de l'ordre de 40 % mais permettait de faire tout de même les mesures, le rapport signal/bruit de fond étant optimisé (cf. § IV.D) et les expériences étant répétées plusieurs fois.

Les résultats sont reportés sur les figures (VII.13 et VII.14) et intéressent les sections efficaces totales de tous les isotopes du néodyme (Fig.VII.13) et les sections efficaces $\sigma(\gamma,2n)$ de ces mêmes éléments (Fig. VII.14). Sur la première figure, on constate que les seuils (γ,n) n'apparaissent pas car nous avons affaire à toutes les conditions défavorables : bruit, faible section efficace, faible efficacité, peu de matière et nombre réduit de photons (dû à la bonne résolution) ; par contre, sur la seconde (VII.14), les seuils des sections efficaces $(\gamma,2n)$

apparaissent très nettement car le bruit de fond est nul ; on peut même voir, sur ^{143}Nd, la contribution de ^{144}Nd le contaminant dans la proportion de 10 % (les flèches indiquent les seuils théoriques).

Comme on peut le constater sur la figure (VII.13), il n'apparaît aucune structure de réelle importance dans la courbe de section efficace totale de ^{148}Nd autour de 11,3 MeV mais simplement une succession de petites modulations comparables à celles vues sur les autres isotopes du néodyme. De plus, l'oscillation longitudinale dipolaire de ^{150}Nd est trouvée à 12,3 MeV, soit plus de 1 MeV au-dessus de la valeur trouvée par le laboratoire russe. Par contre, notre valeur est en bon accord avec les énergies précédemment trouvées pour les modes d'oscillation dipolaires le long du grand axe des noyaux voisins très déformés (12,1 MeV pour le terbium, 12,07 MeV pour l'holmium et 12,0 MeV pour l'erbium).

Ces deux résultats (mauvaise énergie et pas de structure) semblent prouver que la transition de phase ne peût pas être mise en évidence - si elle existe - dans ^{148}Nd. Par contre, nos résultats expérimentaux, et en particulier l'évolution de la forme des sections efficaces totales des isotopes du néodyme depuis ^{142}Nd jusqu'à ^{148}Nd, suivent qualitativement la loi prédite par le modèle collectif dynamique (Fig. VII.15, tableau VII.2), à savoir : i) que les paramètres de la résonance géante de ^{142}Nd et ^{140}Ce sont pratiquement identiques, ce qui est normal puisque les deux noyaux, tous deux à 82 neutrons, ont les mêmes paramètres à basse énergie (β = 0,1 et $E(2^+)$ = 1,6 MeV) ; ii) que la largeur de la résonance géante Γ_1 s'accroît depuis ^{142}Nd jusqu'à ^{148}Nd, ceci correspond à un accroissement du couplage entre les états dipolaires et les vibrations de surface au fur et à mesure que le noyau devient plus "mou" (β=0,2 et $E(2^+)$ = 0,3 MeV pour ^{148}Nd).

Pour ^{150}Nd, le dédoublement de la résonance géante est très bien marqué et caractérise un noyau très déformé qui peut être ajusté par une somme de deux raies de Lorentz avec les paramètres desquelles on peut calculer le moment quadrupolaire intrinsèque Q_o (Q_o = 6 ± 1 barns). En outre, les paramètres des raies de Lorentz sont semblables à ceux du noyau d'erbium qui est le plus voisin.

Tableau VII.2

Paramètres des une ou deux raies de Lorentz ajustant les sections efficaces totales des isotopes du néodyme, du cérium et de l'erbium

	Ce	^{142}Nd	^{143}Nd	^{144}Nd	^{145}Nd	^{146}Nd	^{148}Nd	^{150}Nd	Er
σ_1 (mb)	360 ± 15	359 ± 15	360 ± 15	317 ± 15	297 ± 20	308 ± 15	263 ± 15	174 ± 20	225 ± 15
Γ_1 (MeV)	4,35 ± 0,05	4,43 ± 0,2	4,5 ± 0,2	5,3 ± 0,25	6,5 ± 0,4	6 ± 0,3	7,2 ± 0,3	3,3 ± 0,1	2,9 ± 0,05
E_1 (MeV)	15,0 ± 0,1	14,95 ± 0,1	15 ± 0,1	15,05 ± 0,1	15,0 ± 0,15	14,8 ± 0,1	14,7 ± 0,15	12,3 ± 0,15	12,0 ± 0,1
σ_2 (mb)								223 ± 20	260 ± 15
Γ_2 (MeV)								5,2 ± 0,15	5,0 ± 0,05
E_2 (MeV)								16 ± 0,15	15,45 ± 0,1

Par contre, comme dans le cas des noyaux à N = 82, les petites structures qui apparaissent sur la section efficace totale ne peuvent pas être expliquées par le modèle collectif dynamique.

VII.B.4. Structures du terbium . Nous avons vu au chapitre I (cf. § I.C.3) qu'il existait des contradictions flagrantes sur la forme de la section efficace totale du terbium mesurée par les laboratoires de Livermore et du Lebedev, amenant une controverse sur la forme même du noyau (cf. figure I.9). Pour l'un, on avait affaire à un noyau à symétrie de révolution, pour l'autre à un noyau triaxial !

Nous avons donc repris les mesures, mais cette fois-ci avec des conditions expérimentales normales puisque la structure à observer était de l'ordre de 500 keV à 1 MeV, et nous avons trouvé une section efficace totale classique d'un noyau très déformé qui s'ajuste parfaitement bien avec deux raies de Lorentz (Fig.VII.16). Néanmoins, dans le but de savoir s'il n'était pas possible d'ajuster la section efficace du terbium avec trois raies de Lorentz, nous avons entrepris toute une étude portant sur les ajustements à plusieurs raies des noyaux déformés. La conclusion de cette étude, qui a fait l'objet du paragraphe VI.B.2, est que l'on peut ajuster aussi bien (même χ^2) la résonance géante d'un noyau très déformé par deux ou par trois raies de Lorentz, mais que, dans ce dernier cas, les différents essais ne sont pas convergents et que l'on obtient autant de résultats que l'on veut (se reporter aux figures VI.6 à VI.11) si l'on n'impose pas une contrainte. Donc, on ne peut ni infirmer ni confirmer la triaxialité du noyau de terbium prédite par O.V. INOPIN [Réf.VII.15].

Par contre, ce que nous avons mis en évidence, c'est, entre 20 et 26 MeV, une section efficace qui ne peut pas être prise en compte par une somme de deux ou de trois raies de Lorentz. Cette différence que nous avons tracé sur la figure (VII.16) pourrait être expliquée selon R. LIGUENSA et W. GREINER [Réf.VII.16-17] dans le cadre du modèle collectif comme une résonance géante quadrupolaire. Ces auteurs prévoient l'apparition de cette résonance à une énergie E_q telle que $E_q/E_d = 1,6$ (E_d étant l'énergie de la résonance géante dipolaire) ce qui est

en bon accord avec nos résultats puisque $(E_1)_d$ = 12,12 MeV et $(E_2)_d$ = 15,97 MeV donneraient $(E_1)_q$ = 19,4 MeV et $(E_2)_q$ = 26,6 MeV.

En outre, la surface intégrée de cette résonance est du même ordre de grandeur que celle prédite par ces mêmes auteurs (0,1 contre 0,13 MeV.barn)

BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VII

[VII.1] R.R. HURST and D.J. DONAHUE, Photonuclear cross section with mono-energetic neutron capture gamma rays, Nucl. Phys. A91 (1967) 365.

[VII.2] J. MILLER, C. SCHUHL and C. TZARA, Mesure des sections efficaces (γ,n) du Cu, Ce, La, Ta, Au, Pb et Bi en valeur absolue, Nucl. Phys. 32 (1962) 236.

[VII.3] R.R. HARVEY, J.T. CALDWELL, R.L. BRAMBLETT, S.C. FULTZ, Photoneutron cross sections of ^{206,207,208}Pb et ^{209}Bi, Phys. Rev. 136 (1964) B126.

[VII.4] E.G. FULLER, E. HAYWARD, The photo disintegration of Bi and Pb isotopes, Nucl. Phys. 33 (1962) 431.

[VII.5] T. TOMIMASU, Absolute measurements of X-ray beam energy and photoneutron cross sections for natural cupper and lead, Journal of the Physical Society of Japan, 25 (1968) 655.

[VII.6] B.I. GORIACHEV, V.S. ISHKANOV, V.G. SHEVCHENKO, Structure of the cross section of the ^{208}Pb (γ,n) reactions, J.E.T.P. Letters 7 (1968) 1961.

[VII.7] J.R. CALARCO, University of Illinois, thèse 1969.

[VII.8] J.H.E. MATTAUCH, W. THIELE, A.H. WAPSTRA, 1964 atomic mass table, Nucl. Phys. 67 (1965) 1.

[VII.9] W. BERTOZZI, C.P. SARGENT and W. TURCHINETZ, Nuclear level parameters and the ^{208}Pb (γ,n) reaction, Phys. Letters, vol.6, 1 (1963) 108.

[VII.10] C.D. BOWMAN, R.J. BAGLAN and B.L. BERMAN, Detection of non resonant neutron capture in ^{207}Pb, Phys. Rev. Letters, vol.23, 14 (1969) 796.

[VII.11] R.E. SUND, V.V. VERBINSKI, L.A. KULL, Phys. Rev. (à paraître).

[VII.12] P.H. CANNINGTON, R.J.J. STEWART, B.M. SPICER and M.G. HUBER, The photo-neutron cross section of ^{141}Pr, Nucl. Phys. A109 (1968) 385.

[VII.13] B.C. COOK, D.R. HUTCHINSON, R.C. WARING, J.N. BRADFORD, R.G. JOHNSON and J.E. GRIFFIN, Praseodymium-141 photoneutron cross section to 65 MeV, Phys. Rev. 143 (1966) 730.

[VII.14] O.V. VASSILIJEV, G.N. ZALESNY, S.F. SEMENKO and V.A. SEMENOV, The giant dipole resonance in the transition region from spherical to deformed nuclear shapes, Phys. Letters 30B (1969) 97.

[VII.15] E.V. INOPIN, Structure of the giant resonance in photonuclear reactions, J.E.T.P. 11 (1960) 714.

[VII.16] R. LIGENSA, W. GREINER, M. DANOS, Nuclear giant quadrupole resonance, Phys. Rev. Letters 16 (1966) 364.

[VII.17] R. LIGENSA, W. GREINER, Dynamic collective theory of the quadrupole giant resonance in deformed nuclei, Nucl. Phys. A92 (1967) 673.

[VII.18] R.L. BRAMBLETT, J.T. CALDWELL, C.F. AUCHAMPAUCH and S.C. FULTZ, Photoneutron cross sections of ^{181}Ta and ^{165}Ho, Phys. Rev. 129 (1963) 2723.

[VII.19] P. AXEL, J. MILLER, C. SCHUHL, G.TAMAS et C. TZARA, Etude de la déformation de l'holmium, J. Phys. 27 (1966) 262.

[VII.20] E.G. FULLER, Nuclear structure study with neutrons, Antwerp (July 1965) North Holland, p. 359.

[VII.21] G.S. MUTCHER, thèse MIT.

[VII.22] W. GREINER, Potential energy surfaces in heavy ion physics nuclear reactions induced by heavy ions, North Holland (1970).

[VII.23] cf.I.45.

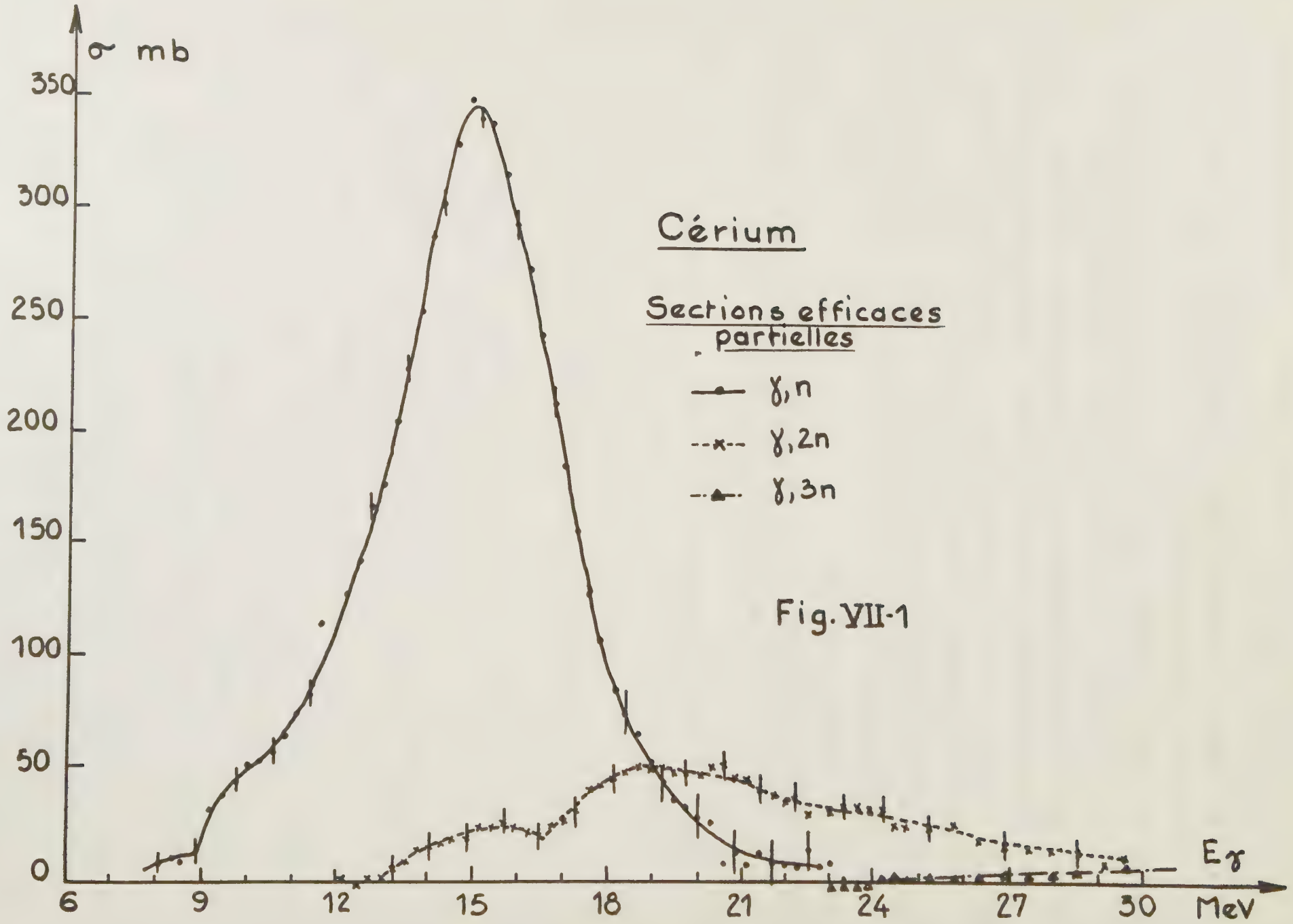

σ mb
350
300
250
200
150
100
50
0
6
9
12
15
18
21
24
27
30
MeV
Eγ
Cérium
Sections efficaces partielles
γ,n
γ,2n
γ,3n

Fig. VII-1

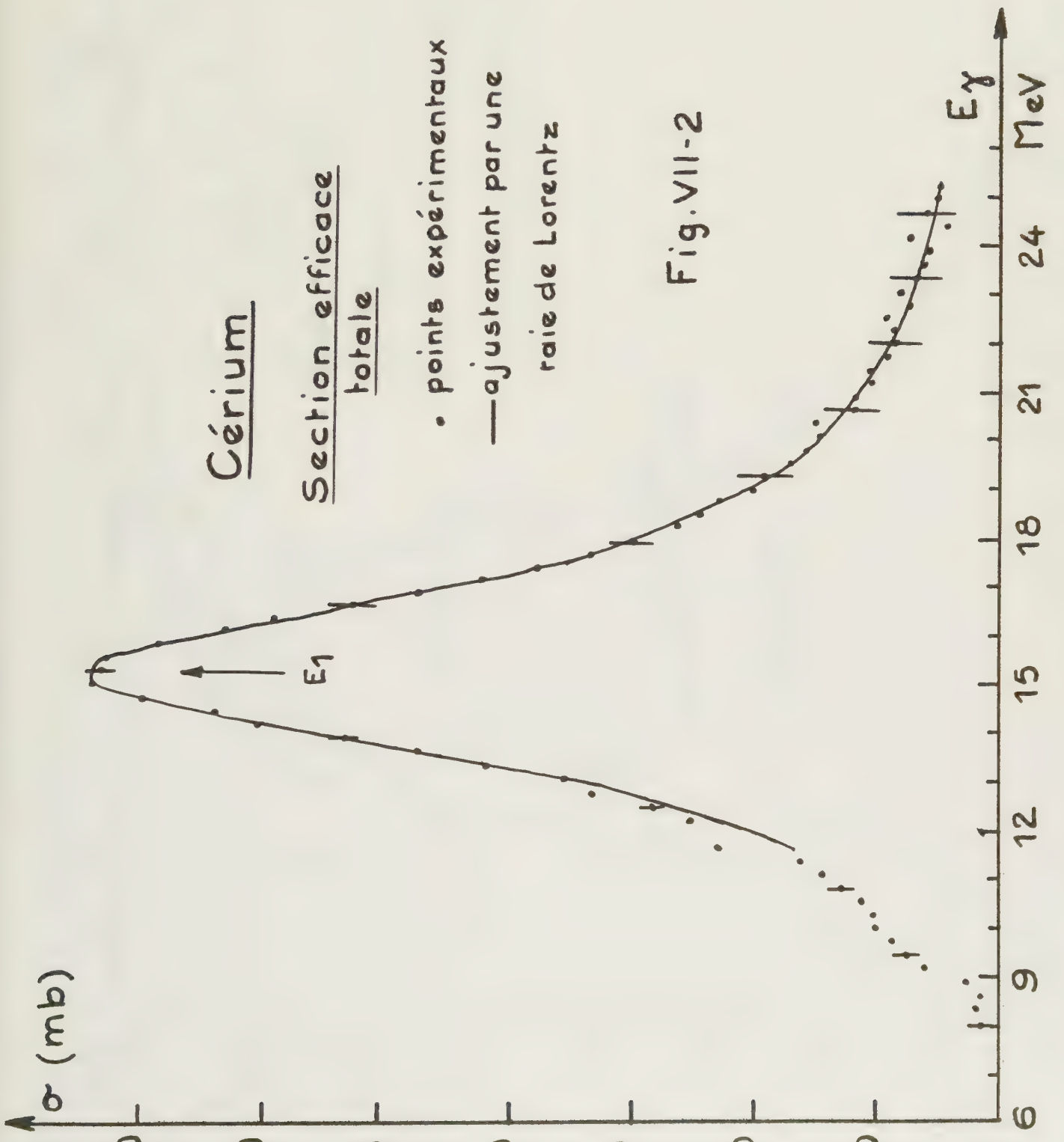

Cérium
Section efficace totale
• points expérimentaux
— ajustement par une raie de Lorentz
E1
σ (mb)
Eγ MeV
0
50
100
150
200
250
300
350
6
9
12
15
18
21
24

Fig. VII-2

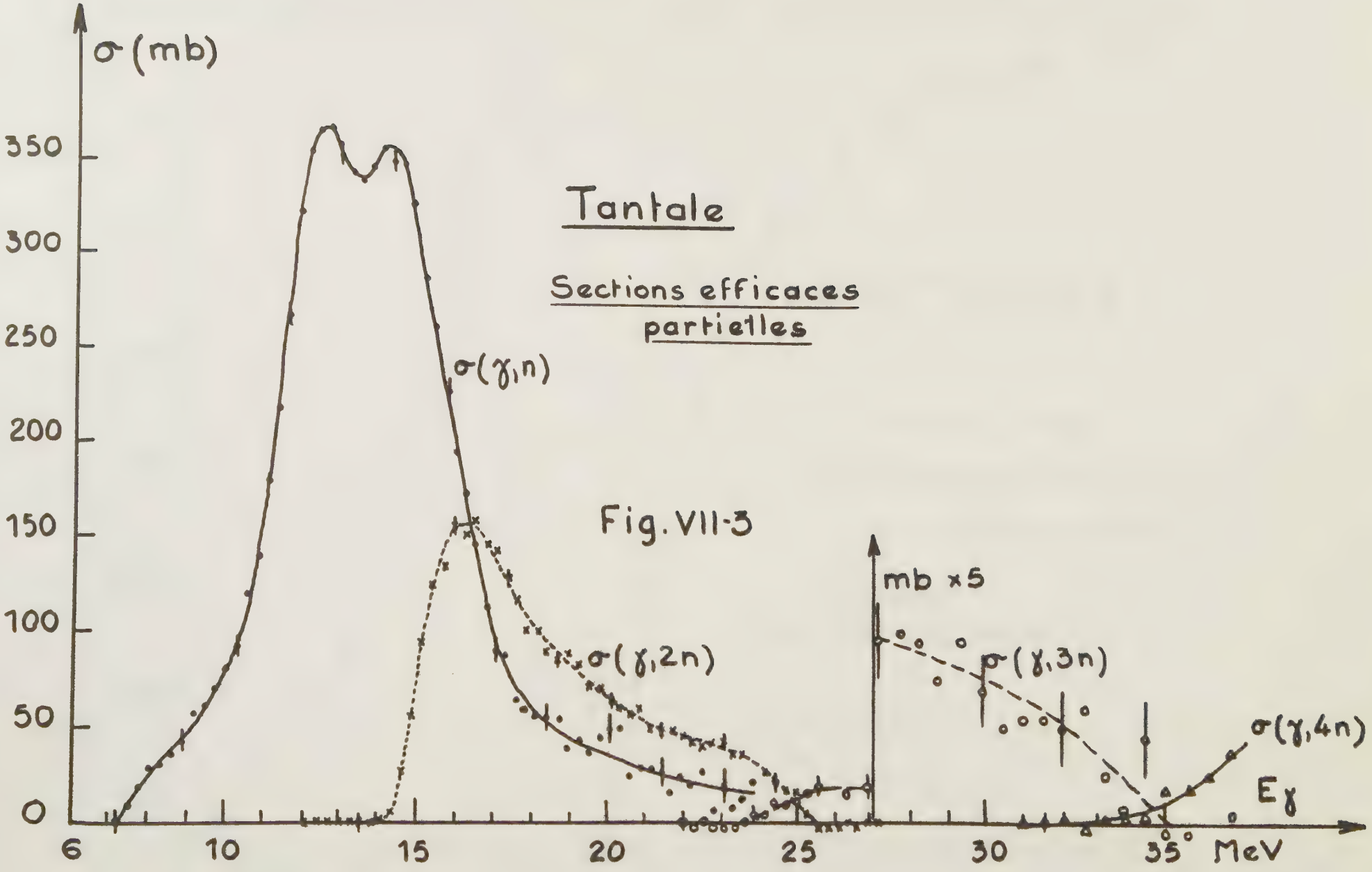

σ (mb)
350
300
250
200
150
100
50
0
Tantale
Sections efficaces partielles
σ(γ,n)
σ(γ,2n)
mb ×5
σ(γ,3n)
σ(γ,4n)
Eγ
6
10
15
20
25
30
35°
MeV

Fig. VII-3

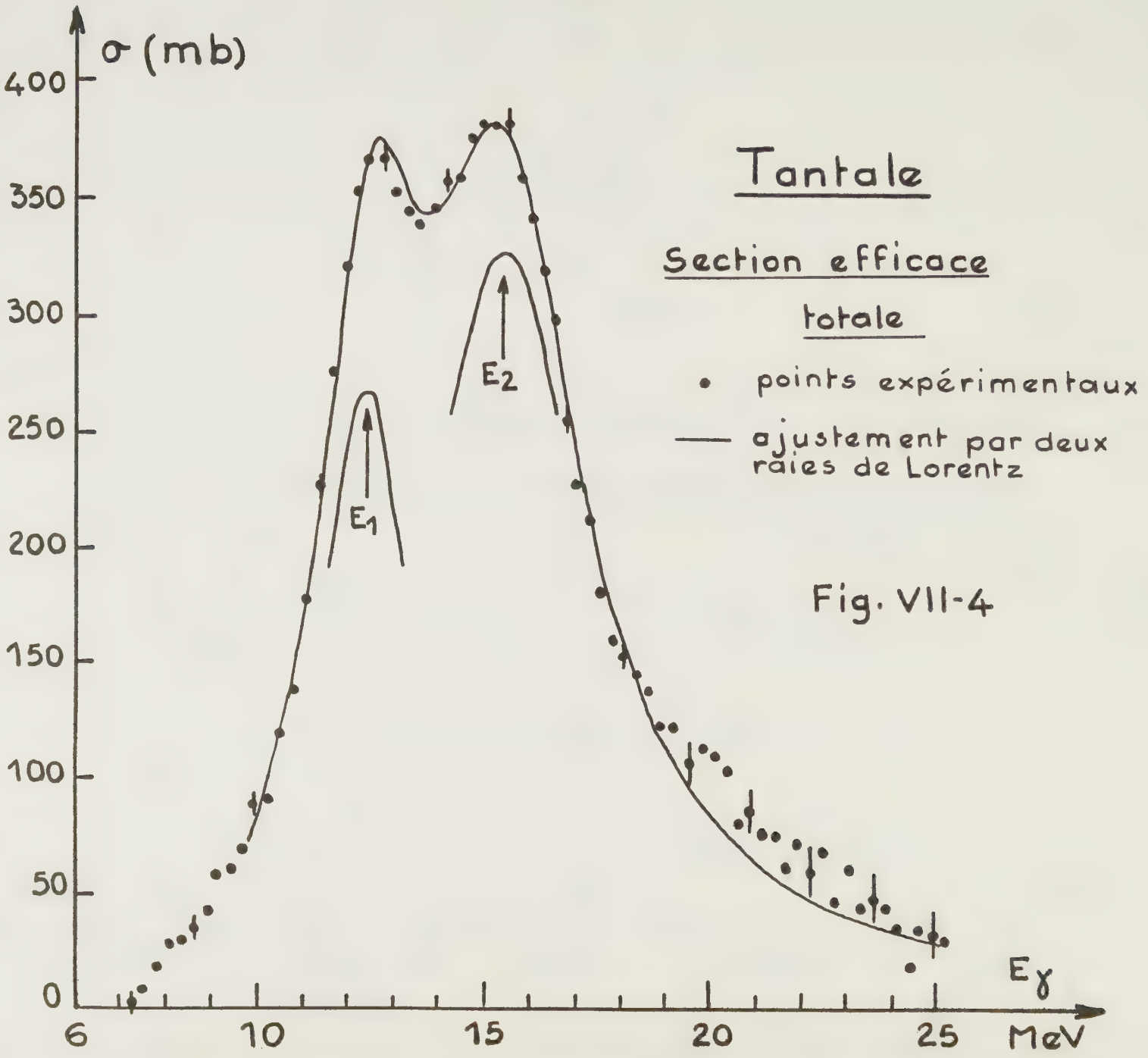
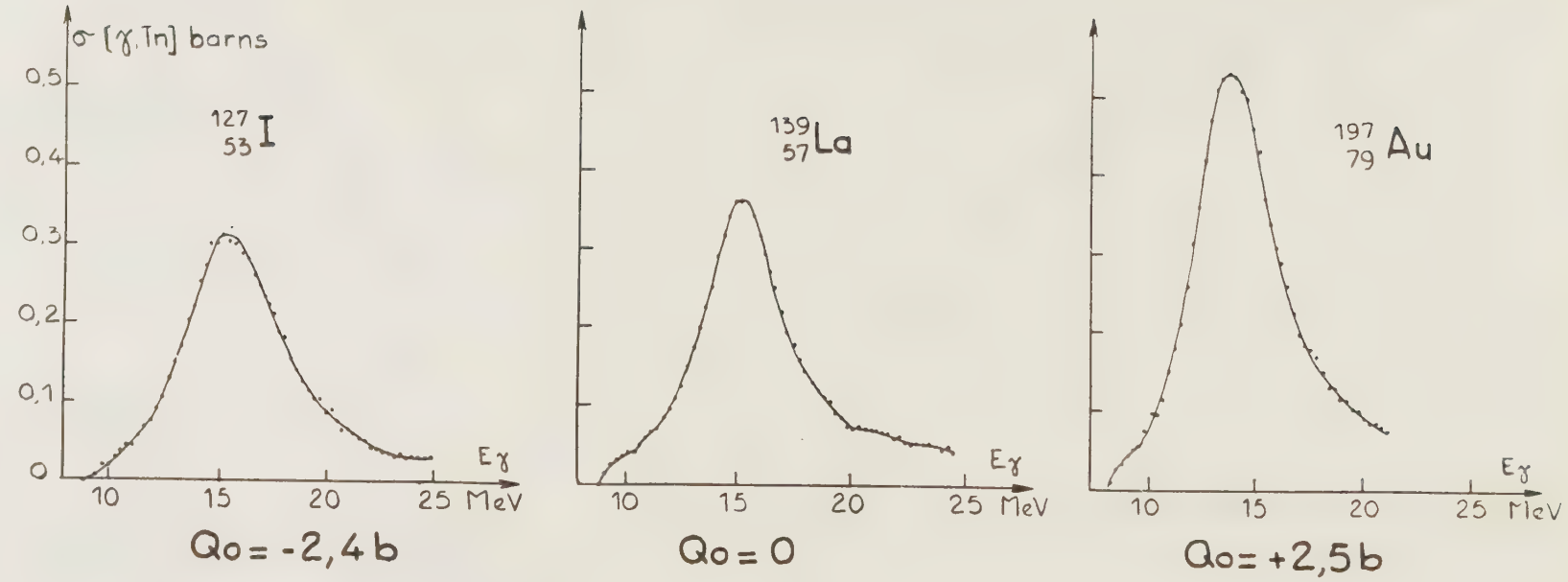

σ (mb)
400
350
300
250
200
150
100
50
0
6
10
15
20
25
MeV
Eγ
E1
E2
Tantale
Section efficace
totale
• points expérimentaux
—— ajustement par deux raies de Lorentz

Fig. VII-4



Evolution de σ(γ,Tn) en fonction de la déformation du noyau

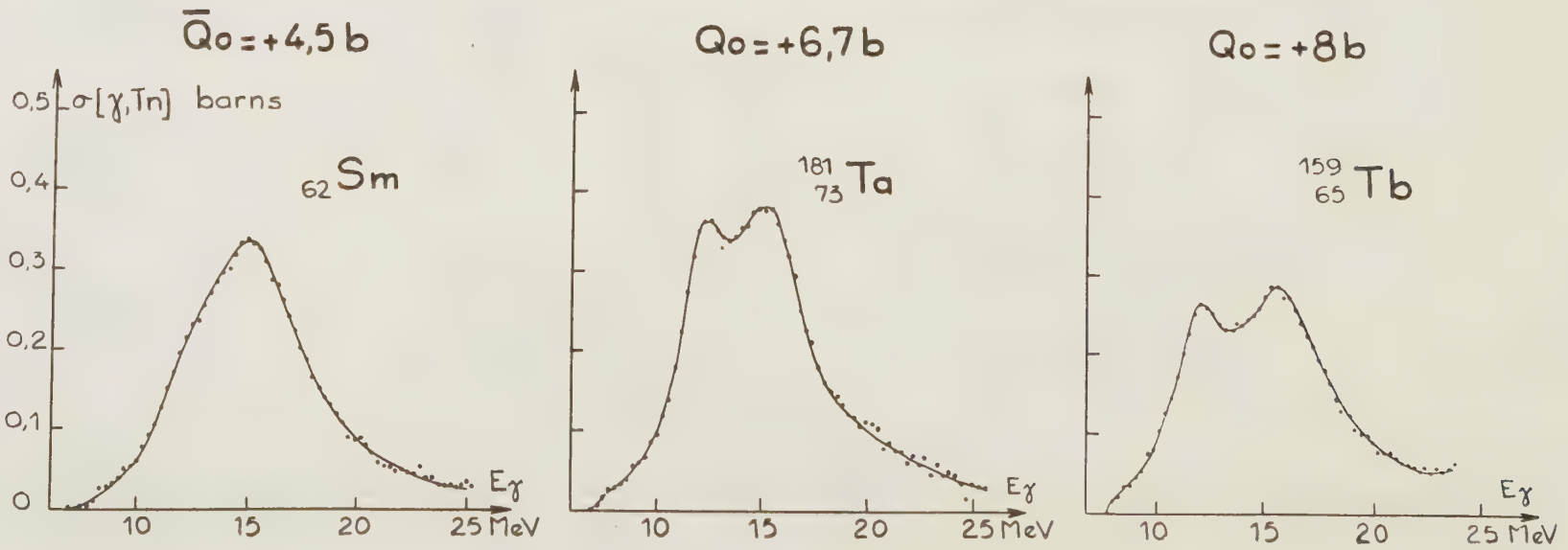


Fig. VII-5

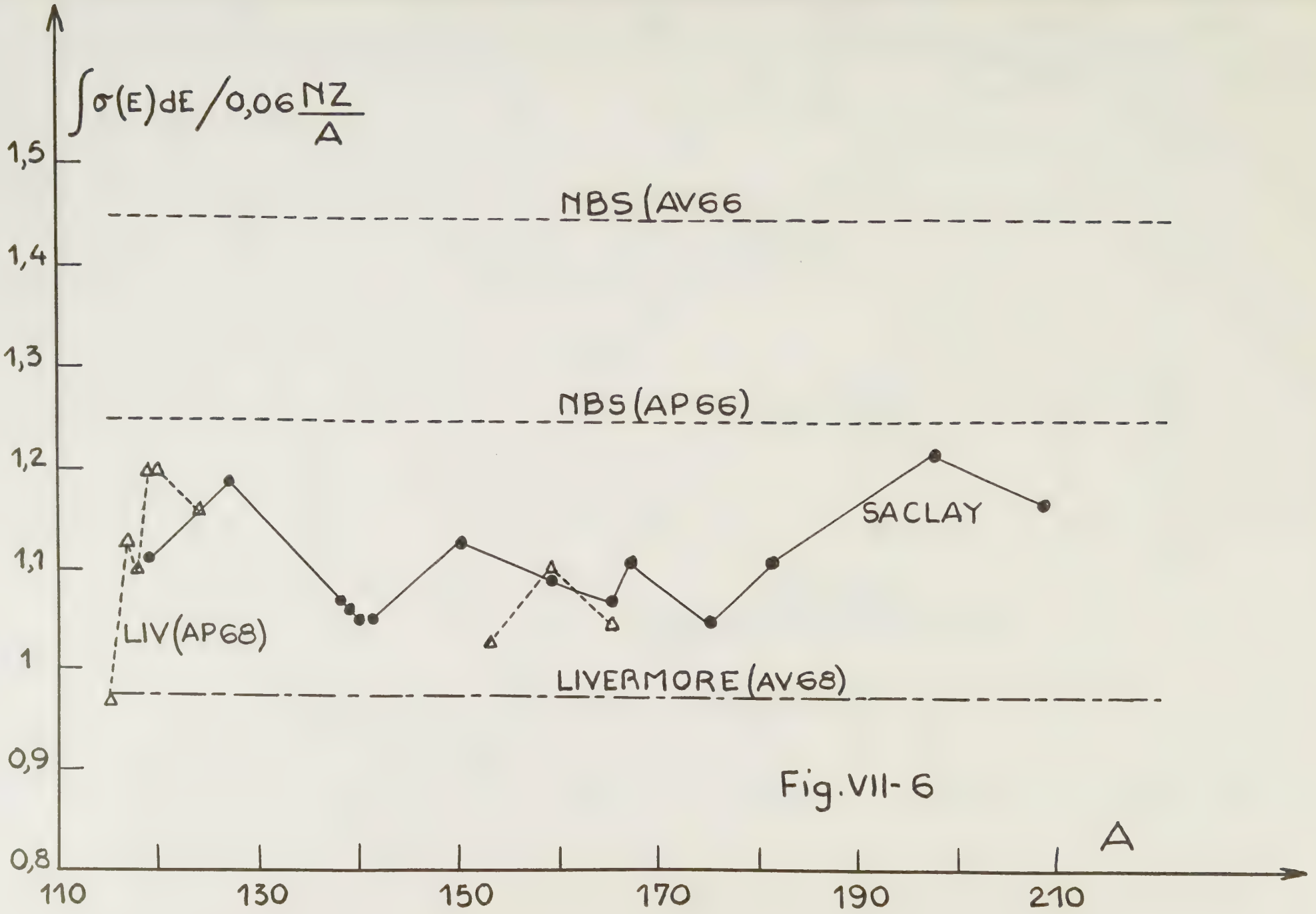
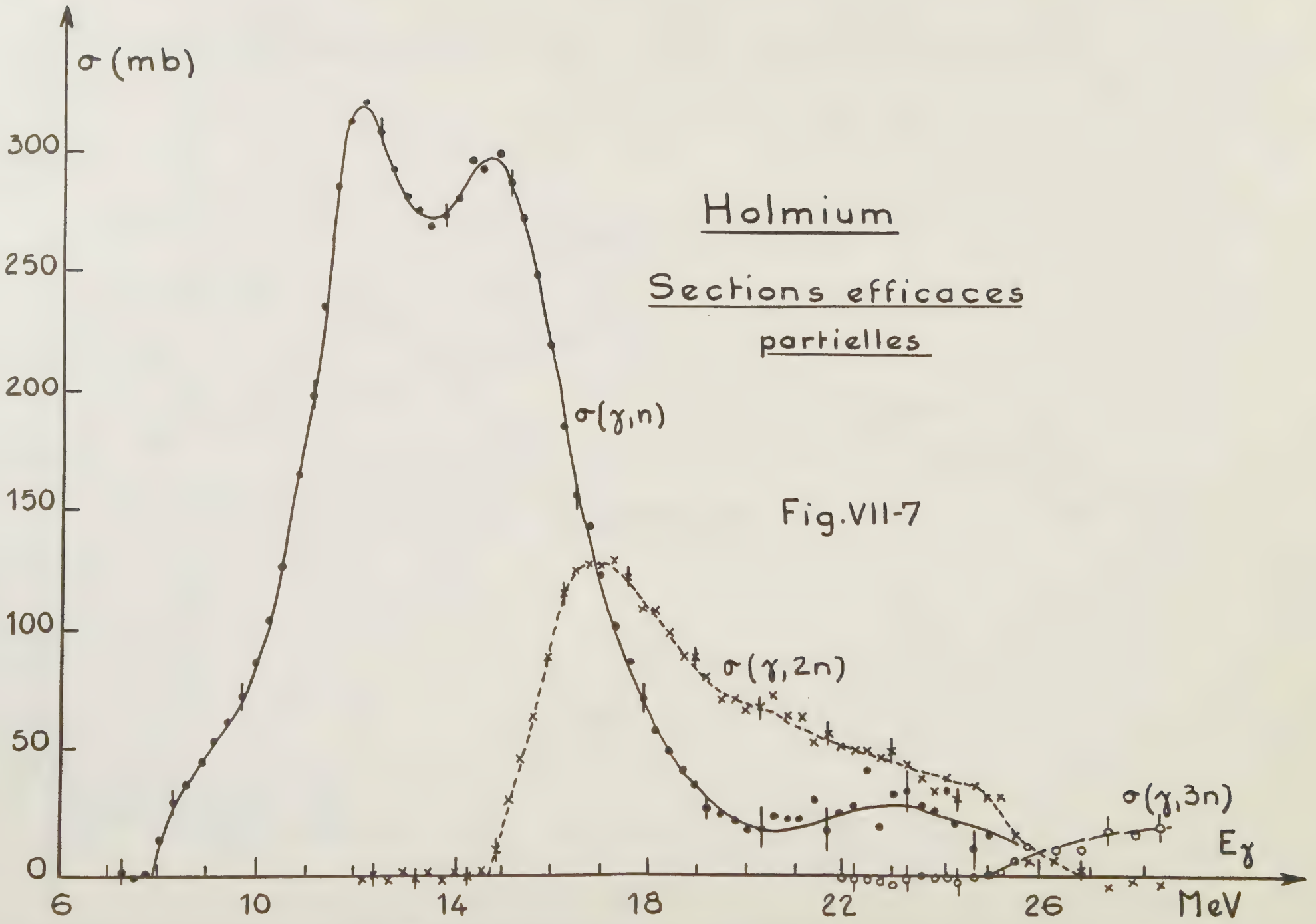

$\int \sigma(E)dE / 0{,}06 \frac{NZ}{A}$
1,5
1,4
1,3
1,2
1,1
1
0,9
0,8
NBS (AV66
NBS (AP66)
SACLAY
LIV (AP68)
LIVERMORE (AV68)
110
130
150
170
190
210
A

Fig. VII-6



Holmium

Sections efficaces partielles

Fig.VII-7

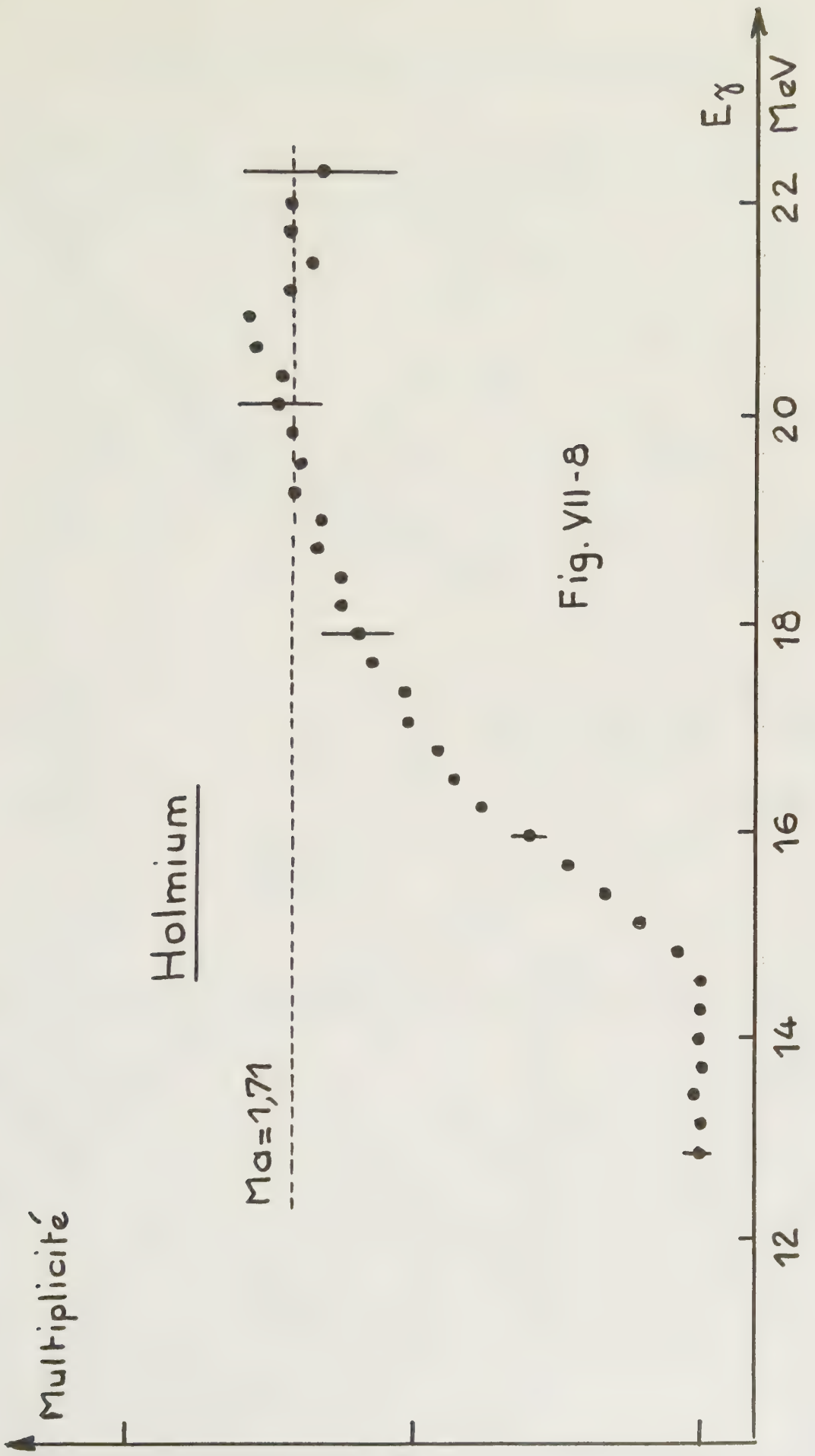


Fig. VII-8

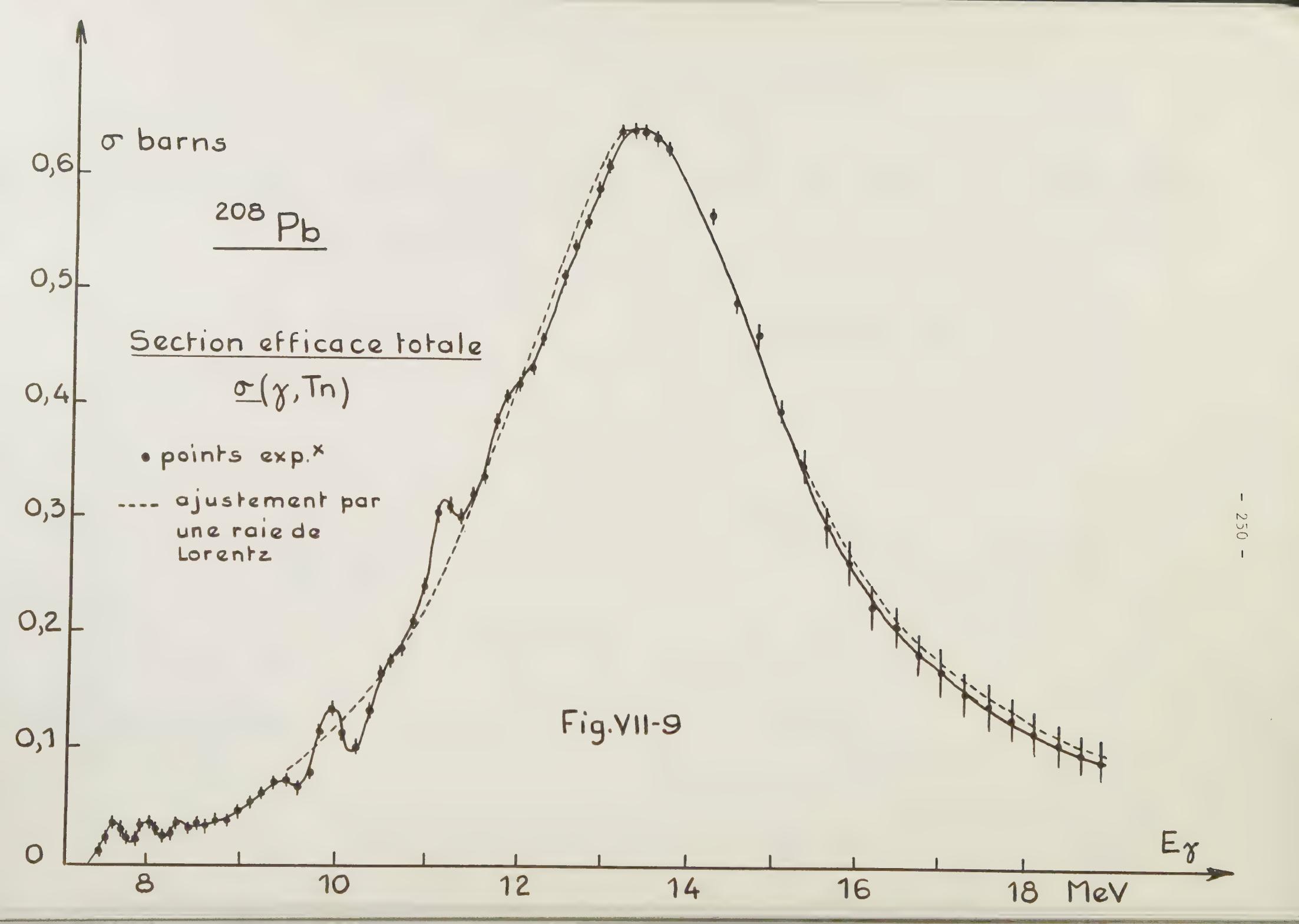

σ barns
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
208 Pb
Section efficace totale
σ(γ, Tn)
• points exp.x
---- ajustement par une raie de Lorentz
8
10
12
14
16
18 MeV
Eγ

Fig.VII-9

Etude des structures fines du Pb^{208}

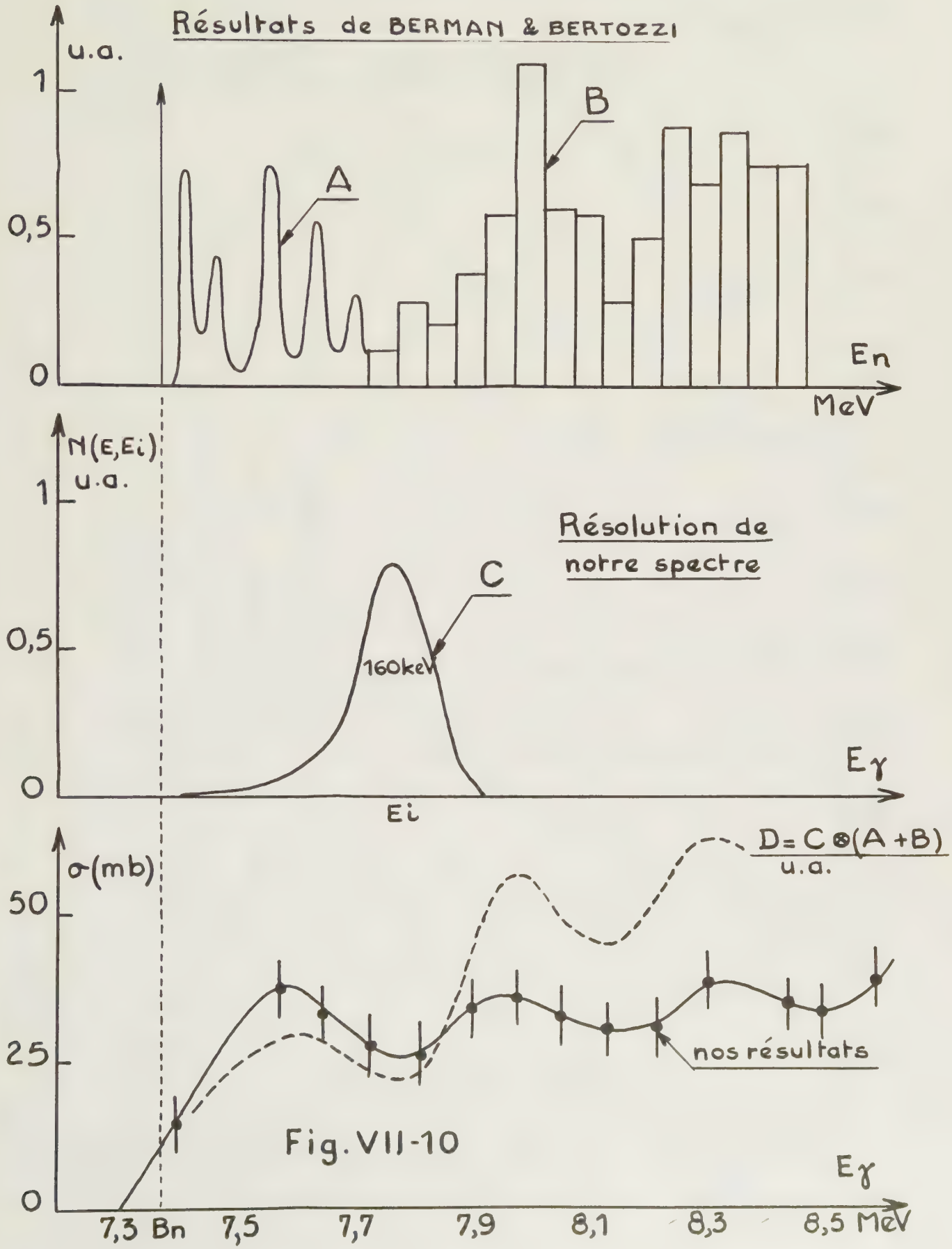


Fig. VII-10

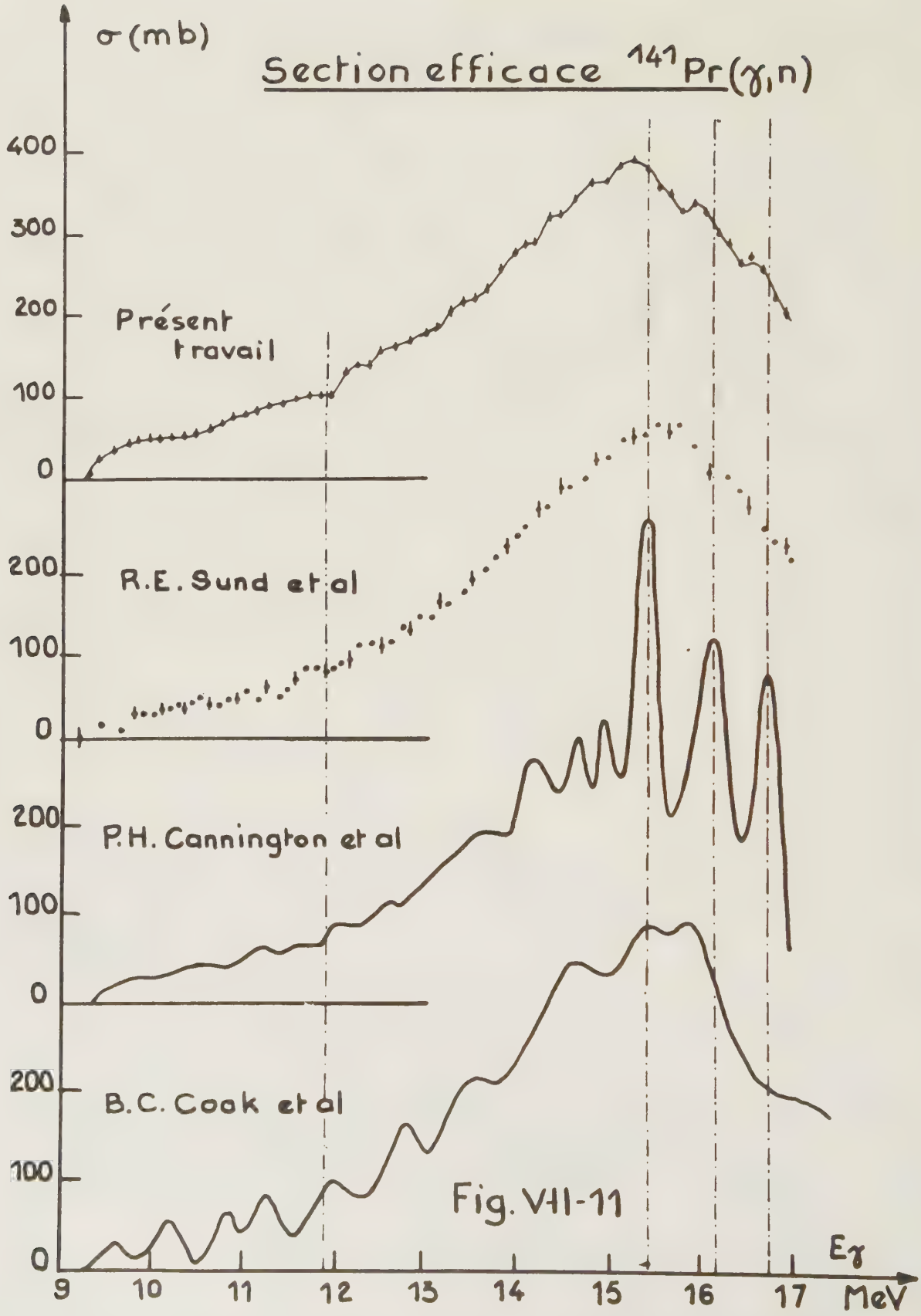

σ (mb)
Section efficace $^{141}Pr(\gamma,n)$
400
300
200
100
0
Présent travail
R.E. Sund et al
P.H. Cannington et al
B.C. Cook et al
9
10
11
12
13
14
15
16
17
MeV
Eγ

Fig. VII-11

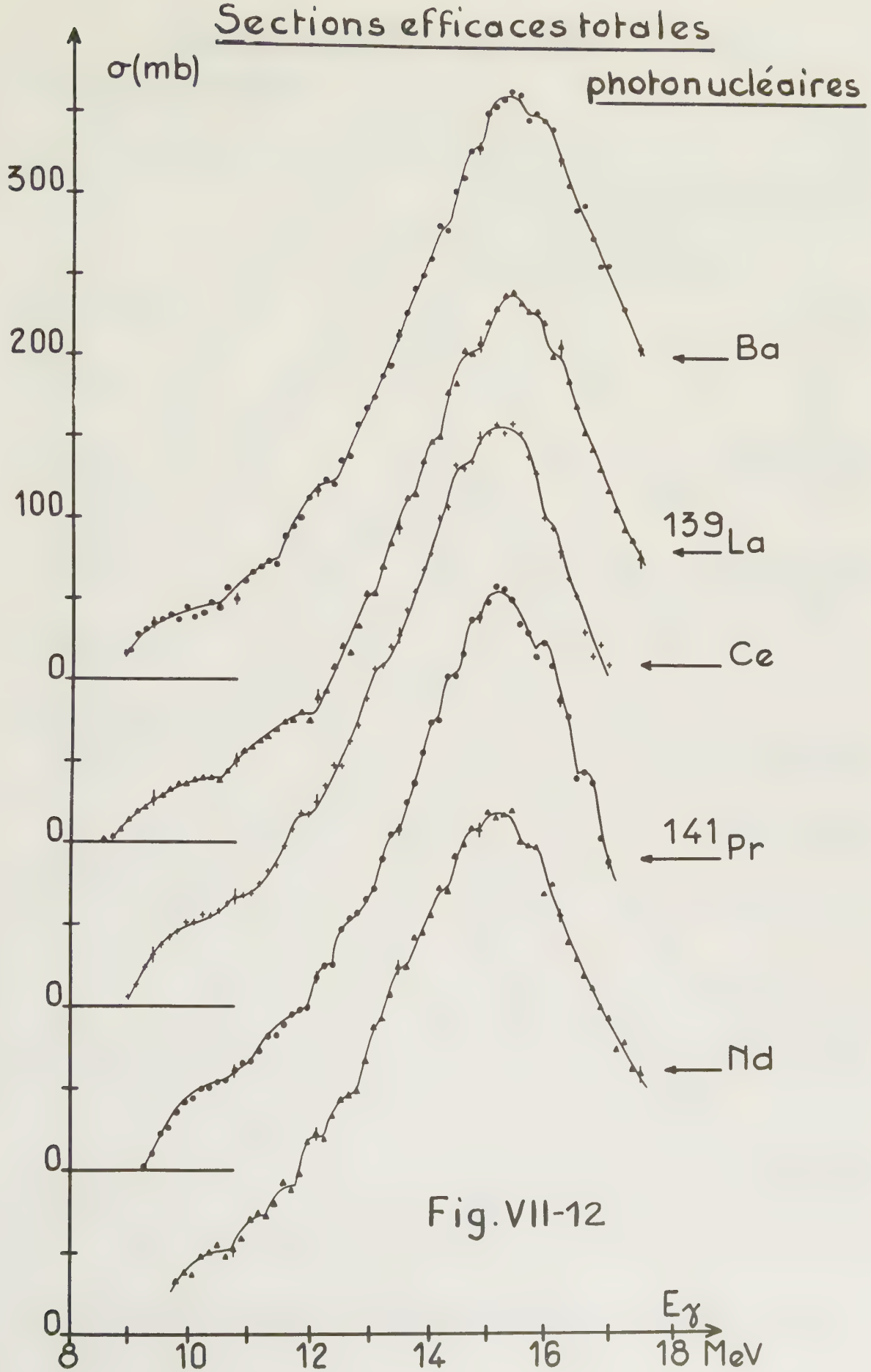

Sections efficaces totales
photonucléaires
σ(mb)
300
200
100
0
0
0
0
0
Ba
139La
Ce
141Pr
Nd
Eγ
8
10
12
14
16
18 MeV

Fig. VII-12

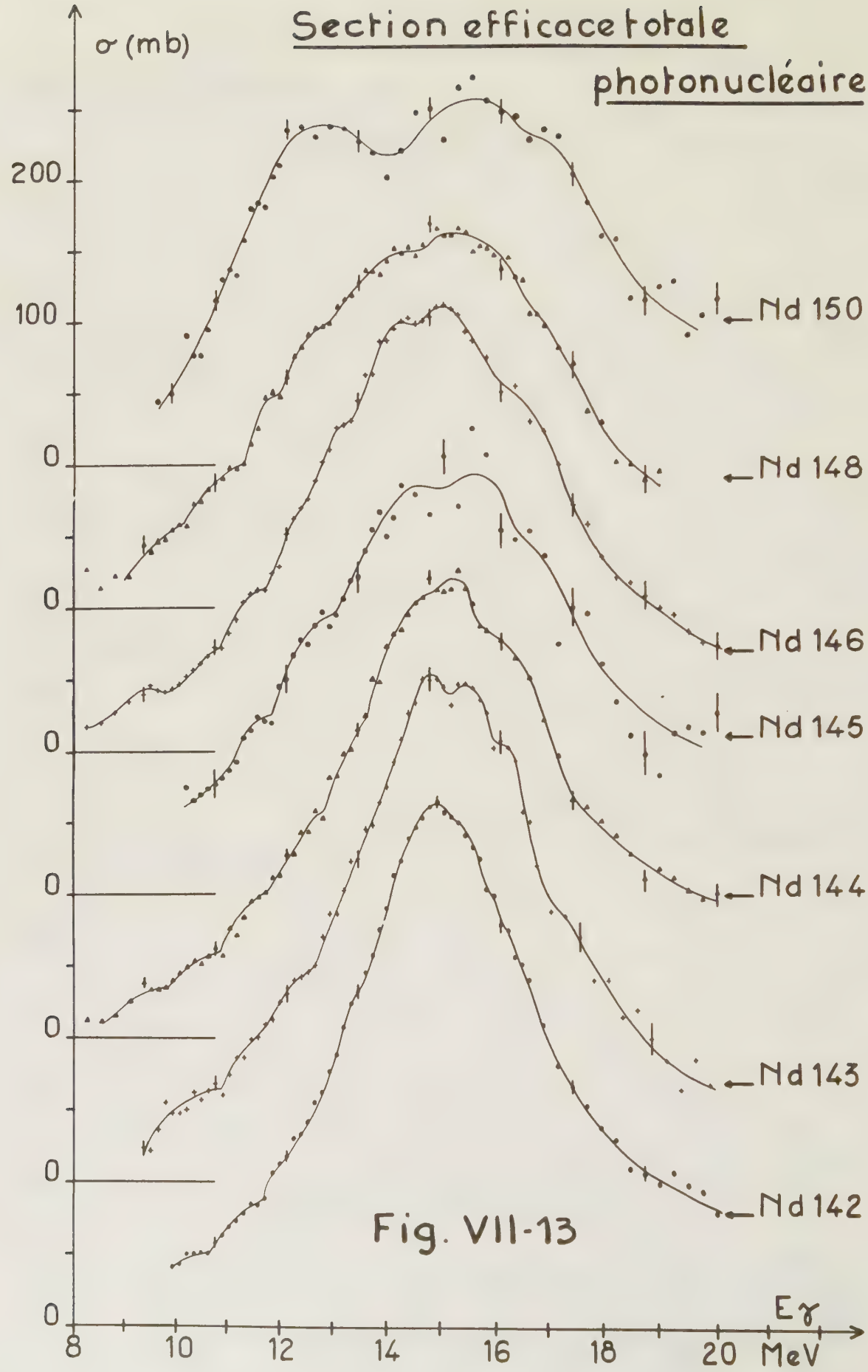

Section efficace totale
photonucléaire
σ (mb)
200
100
0
0
0
0
0
0
0
Nd 150
Nd 148
Nd 146
Nd 145
Nd 144
Nd 143
Nd 142
8
10
12
14
16
18
20
MeV
Eγ

Fig. VII-13

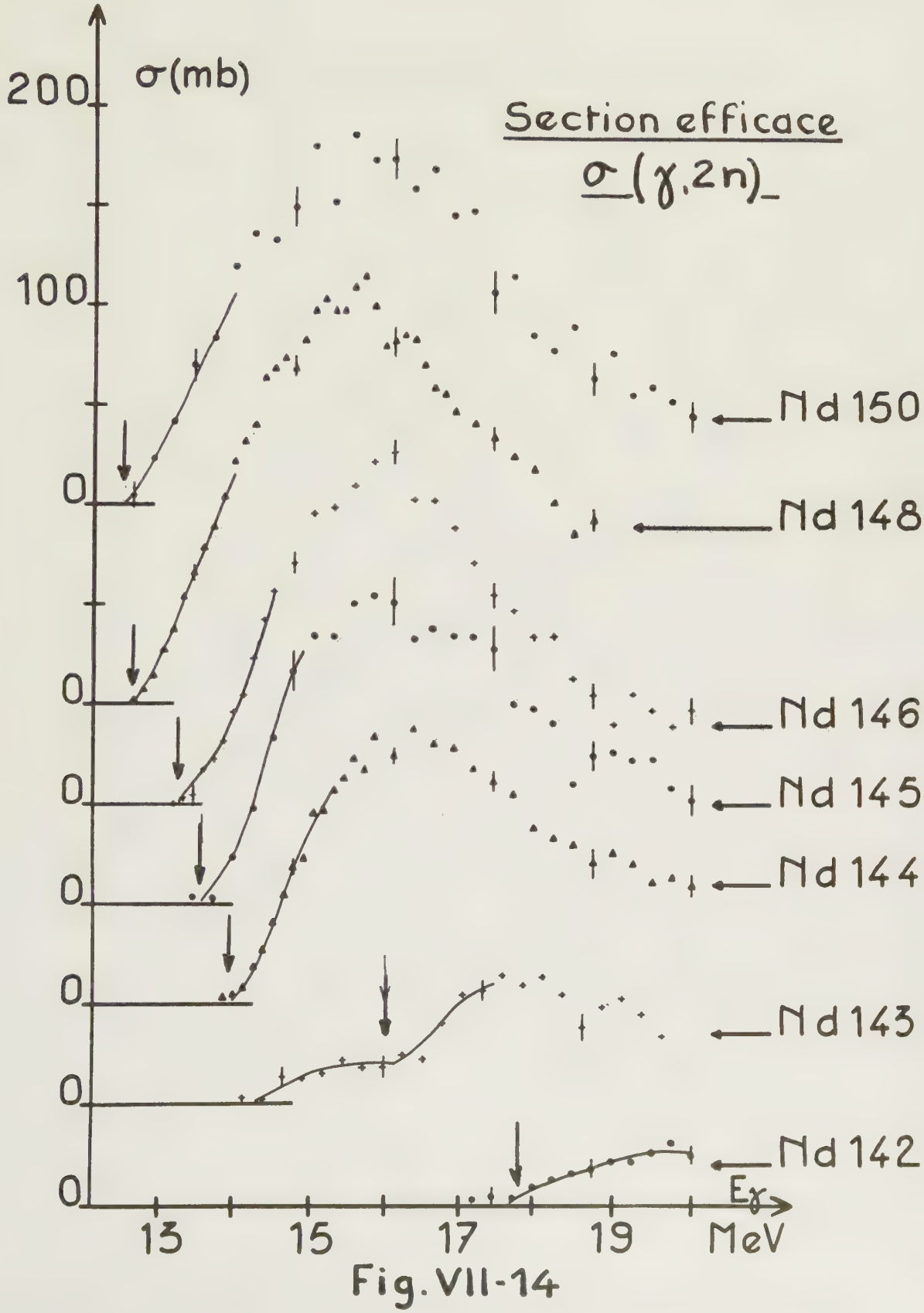

σ(mb)
200
100
0
0
0
0
0
0
Section efficace
σ(γ,2n)
Nd 150
Nd 148
Nd 146
Nd 145
Nd 144
Nd 143
Nd 142
Eγ
13
15
17
19
MeV

Fig. VII-14

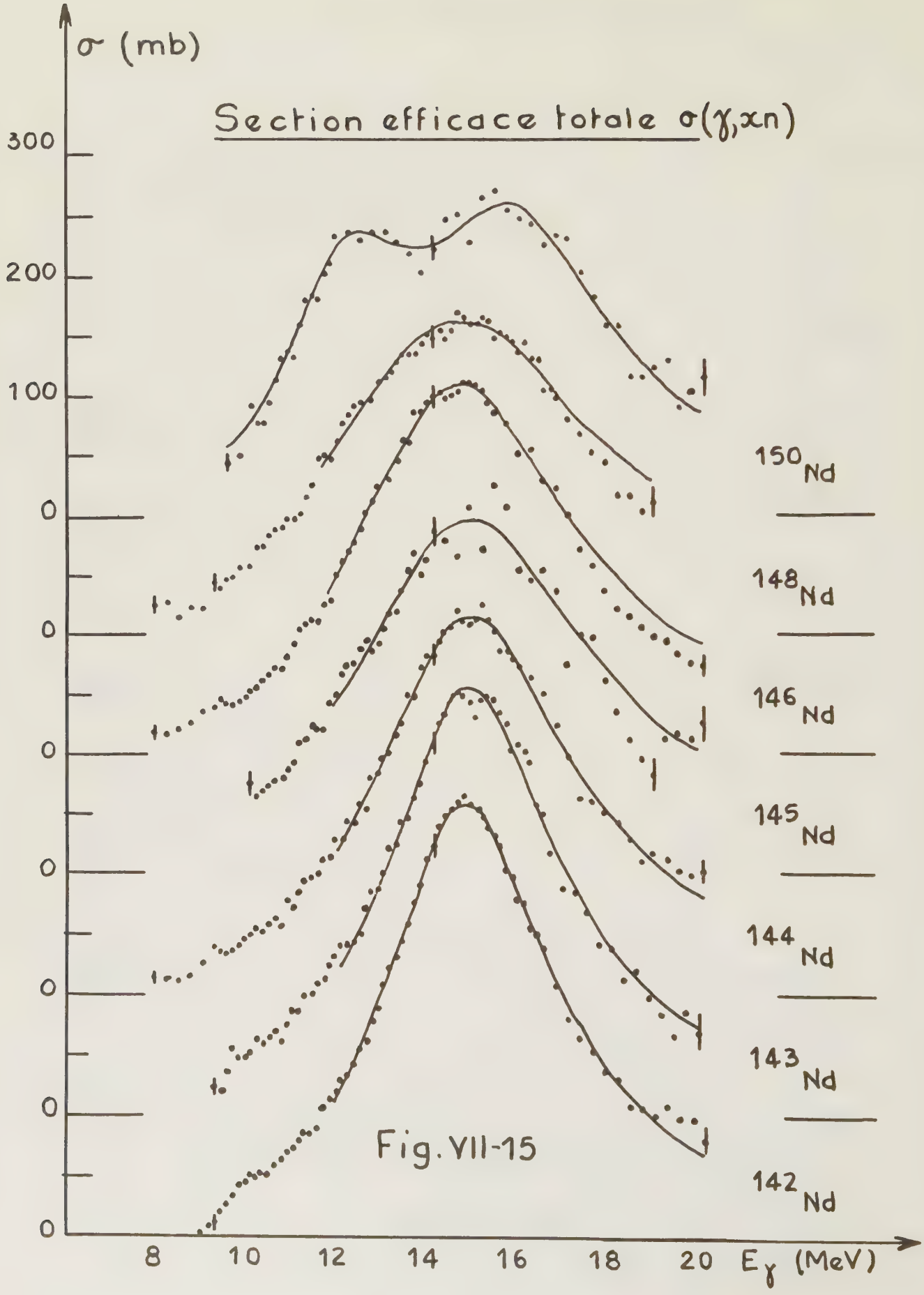

σ (mb)
Section efficace totale σ(γ,xn)
300
200
100
0
0
0
0
0
0
0
150 Nd
148 Nd
146 Nd
145 Nd
144 Nd
143 Nd
142 Nd
8
10
12
14
16
18
20
Eγ (MeV)

Fig. VII-15

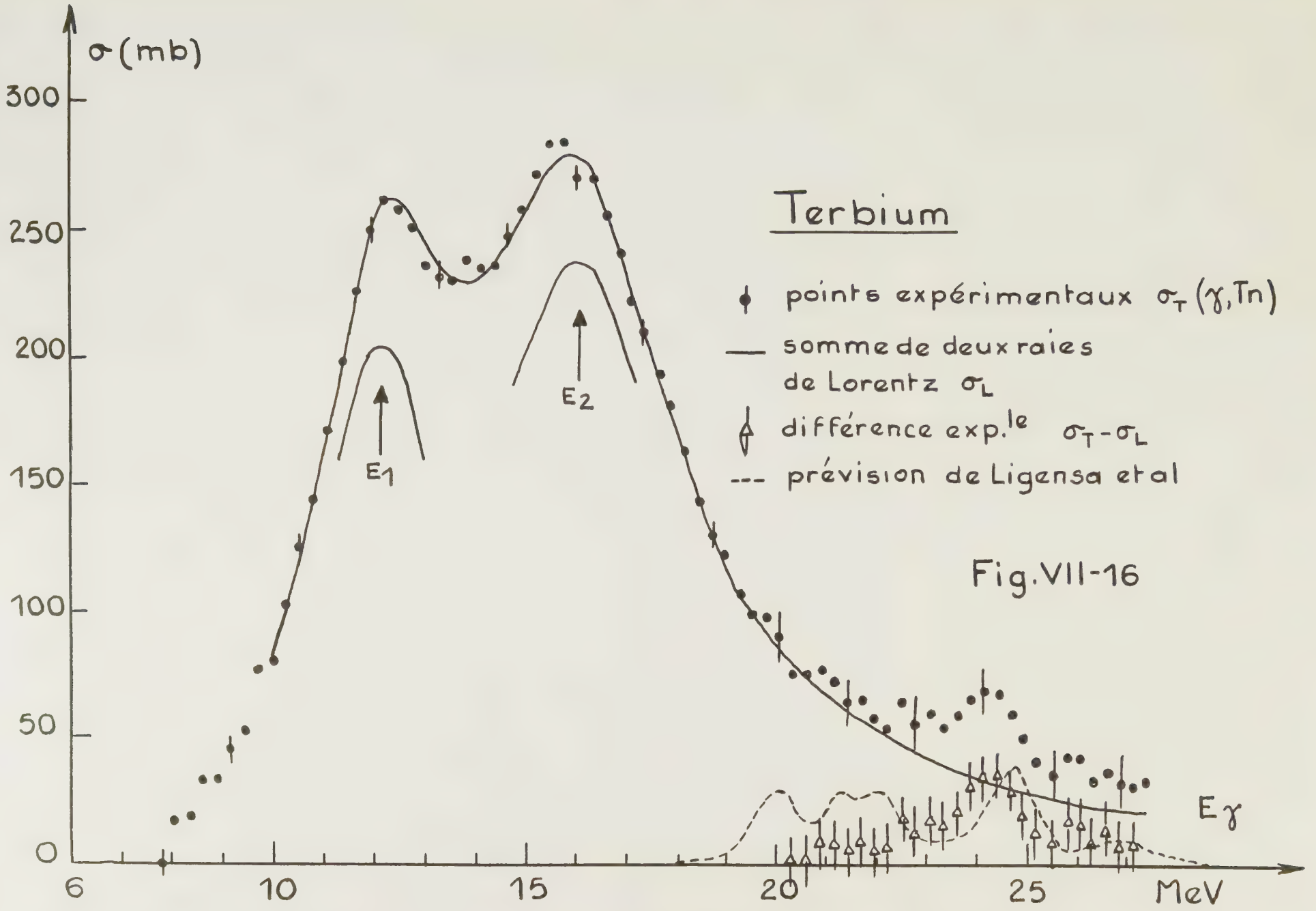

σ(mb)
300
250
200
150
100
50
0
6
10
15
20
25
MeV
Eγ
E1
E2
Terbium
points expérimentaux σT (γ,Tn)
somme de deux raies de Lorentz σL
différence exp.le σT - σL
--- prévision de Ligensa et al

Fig.VII-16

CONCLUSION

Nous avons pu nous rendre compte, sur les exemples cités dans le chapitre VII, de la quantité d'informations supplémentaires apportée par l'installation du nouvel appareillage dans la mesure des sections efficaces partielles absolues des noyaux lourds (A > 100). Nous avons aussi fixé les limites que l'on pouvait obtenir, tant sur la précision des valeurs absolues que sur la mise en évidence des structures.

Pour reculer ces limites, il semble que l'on ne puisse plus tellement jouer sur l'efficacité du détecteur, qui atteint déjà 65 %, et qu'il faille désormais porter les efforts vers d'autres points de l'installation. Ainsi, on pourrait :

- augmenter le courant de positons - partant, le nombre de photons - soit en améliorant le pouvoir de captation de l'optique magnétique au niveau du convertisseur e^-/e^+, soit en augmentant la puissance moyenne de l'accélérateur linéaire ;

- diminuer les bruits de fond dus aux neutrons créés dans la cible de conversion en la plaçant après la première section de l'accélérateur. Ainsi, les électrons moins énergiques créeraient moins de neutrons et les positons pourraient être accélérés à de beaucoup plus grandes énergies puisque l'accélérateur travaillerait à courant quasi-nul dans ses trois dernières sections ;

- augmenter la crédibilité des résultats en faisant exécuter par le calculateur des tests de validité sur les points de mesure. Ainsi, on pourrait répéter les mesures sur un même point, calculer la moyenne et l'écart type σ de la distribution et éliminer tous les points qui se trouveraient par exemple à $\pm 3\sigma$ de la moyenne. On pourrait ainsi, lorsque l'on a déjà plusieurs points, prévoir le prochain résultat par un modèle théorique (courbe de Lorentz par exemple) et le comparer à la valeur réellement mesurée. Deux cas pourraient alors se présenter :
i) le nouveau point tombe, compte tenu des barres d'erreur, sur la valeur prévue

et l'on peut passer au point suivant puisqu'il n'apporte pas d'information supplémentaire ; ii) le nouveau point tombe en dehors de la valeur prévue, il y a lieu alors de refaire les mesures de façon à s'assurer que ce n'est pas un point aberrant et que l'on se trouve en face d'une structure par exemple.

- augmenter la quantité d'information donnée par les mesures en enregistrant sur bande magnétique, non plus le signal élaboré délivré par l'ensemble électronique, mais chacun des huit photomultiplicateurs, de façon à pouvoir répéter virtuellement l'expérience en changeant certaines conditions (seuil, coincidence ...).

Avant d'envisager toutes ces solutions, on peut continuer à utiliser le dispositif dans l'état où il se trouve pour la mesure des sections efficaces des corps légers (oxygène, fluor, ...). Ces mesures seraient tout à fait possibles car la faible section efficace de ces corps (8 à 20 mb) pourrait être compensée par une augmentation du poids de la cible (10 à 20 g/cm^2) de façon à retrouver à peu près la même valeur du produit Nσ auquel nous avons eu affaire dans le cas des isotopes séparés du néodyme (300 mb mais 0,5 g/cm^2).

Enfin, si nous restons dans le domaine des noyaux ayant A > 100, des études peuvent être encore effectuées à condition de pouvoir se procurer des isotopes séparés. Ainsi, l'étude des isotopes séparés de l'osmium est intéressante car elle permettrait de suivre l'évolution de la forme de ce noyau (d'aplatie à allongée) au fur et à mesure que l'on augmente le nombre de neutrons [Réf.VII.22].

Vu et Approuvé :

Talence le :

Pour le Président de l'Université de Bordeaux I

Le Vice-Président,